PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 5 — 1. März 1937. Redaktionsschluß für Nr. 7 am 15. März 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Herzog und G. Szivessy, Über die Messung von Phasendifferenzen mit einer empfindlichen Methode von uneingeschränktem Meßbereich. S. 129.

R. Weise, Der Einfluß der Wärmeübergangszahl und der Wärmestrahlung beim Vergleich von Wärmeleitzahlen nach Biot-Despretz. S. 133.

Vorträge von der 22. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 9. und 10. Januar 1937 zu Freiberg i. Sa

H. Friedrich, Der Kerreffekt des Nitrobenzols in Benzol. Vorläufige Mitteilung. S. 139.

Th. Förster u. J. C. Jungers, Die Ultraviolettabsorptionsspektren der Moleküle CH_3NH_2, CD_3NH_2, CH_3ND_2 und CD_3ND_2. S. 140.

Berichte:

R. Ritschl, Neuere Fortschritte in den Methoden der Atom- und Ionenstrahlenforschung. S. 141.

Zuschriften:

F. Durau, H. Krächter und K. Koopmann, Die ideale Adsorptionsisotherme. S. 157.

Besprechungen:

E. Bretscher, Kernphysik. Vorträge gehalten am Physikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich im Sommer 1936. S. 158.

P. Debye, U. Dehlinger W. Friedrich, W. Kohlhörster, H. Pfleiderer, W. Ramm, H. Schreiber, H. Wintz, Die Welt der Strahlen. S. 159.

W. Keller, Über die virtuelle innere Reibung in den untersten Schichten der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Stabilität der Luftmasse und der Rauhigkeit der Unterlage. S. 159.

J. Krönert, Meßbrücken und Kompensatoren. Bd. I: Theoretische Grundlagen. S. 159.

E. Lehr, Spannungsverteilung in Konstruktionselementen. S. 160.

Nachrichten. S. 160.

ABHANDLUNGEN.

Über die Messung von Phasendifferenzen mit einer empfindlichen Methode von uneingeschränktem Meßbereich.

Von W. Herzog und G. Szivessy.

Inhalt: § 1. Einleitung. § 2. Meßanordnung. § 3. Die Halbschattenbedingung. § 4. Messung des Halbschattenazimuts $\bar{\alpha}$. § 5. Bestimmung der gesuchten Phasendifferenz δ. § 6. Günstigste Stellung des Polarisators. § 7. Meßverfahren. § 8. Empfindlichkeit. — Zusammenfassung.

§ 1. Einleitung.

Vor einiger Zeit haben Dierkesmann und der eine von uns[1]) eine Anordnung zur Messung von Phasendifferenzen angegeben, die aus einer vor einem feststehenden Analysator befindlichen, in ihrer Ebene drehbaren und nur das halbe Gesichtsfeld bedeckenden doppelbrechenden Platte (Halbschattenplatte) besteht. Die Meßmethode steht an Empfindlichkeit dem sonst vielbenutzten Braceschen Kompensator in keiner Weise nach und ist ihm, wie demnächst in anderem Zusammenhange noch näher ausgeführt werden soll, an Einfachheit sowohl bei der Justierung als auch bei der Durchführung der Messungen erheblich überlegen. Für den Meßbereich besteht allerdings bei gegebener Phasendifferenz η_l der Halbschattenplatte eine Einschränkung, da η_l und die zu messende Phasendifferenz δ der Bedingung

$$|\operatorname{tg}\delta| < \left|\operatorname{tg}\frac{\eta_l}{2}\right| \qquad (1)$$

genügen müssen[1]).

Im folgenden wird eine Modifikation dieser Meßmethode besprochen, die von einer derartigen Einschränkung des Meßbereichs frei ist; bei den Messungen wird nur der Analysator gedreht, während die übrigen Teile des Systems ihre relative Lage beibehalten.

1) G. Szivessy, Zeitschr. f. Krist. **77**, 239, 1931; G. Szivessy und A. Dierkesmann, Ann. d. Phys. (5) **11**, 949, 1931; Zeitschr. f. Instrumentenkde **52**, 337, 1932; W. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **97**, 225, 1935.

1) Einer ähnlichen Einschränkung des Meßbereichs unterliegt auch der Bracesche Kompensator. Ist bei diesem η_l die Phasendifferenz der Halbschattenplatte, $\varkappa$ die Phasendifferenz der Kompensatorplatte und δ die zu messende Phasendifferenz, so muß die Bedingung

$$\left|\operatorname{tg}\left(\delta+\frac{\eta_l}{2}\right)\right| < |\operatorname{tg}\varkappa|$$

erfüllt sein.

§ 2. Meßanordnung.

Die Meßanordnung ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Der Pfeil gibt die Richtung der einfallenden monochromatischen Parallelstrahlung an. Diese durchsetzt der Reihe nach den Polarisator P, dann die doppelbrechende, nur das halbe Gesichtsfeld bedeckende Halbschattenplatte H, hierauf die doppelbrechende Schicht D, deren Phasendifferenz gemessen werden soll, und endlich den Analysator A. H und D sind parallel angeordnet und liegen senkrecht zur Parallelstrahlung. F ist ein Fernrohr oder eine Lupe zum Anvisieren der Begrenzungslinie der Halbschattenplatte.

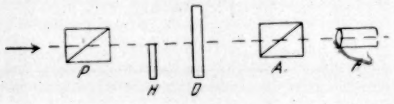


Fig. 1. Meßanordnung.

Die gegenseitige Lage der Schwingungsrichtungen ist aus Fig. 2 zu ersehen. In dieser bedeutet p die Schwingungsrichtung des Polarisators, a die Schwingungsrichtung des Analysators. x_d bzw. x_h ist die beschleunigende Hauptschwingungsrichtung der doppelbrechenden Schicht bzw. der Halbschattenplatte; die entsprechenden verzögernden Hauptschwingungsrichtungen sind y_d bzw. y_h. Wir rechnen sämtliche Azimute gegen x_d und legen den positiven Sinn bei den Azimuten — wie auch bei allen Drehungen — so fest, daß ein zunehmendes Azimut (bzw. eine zunehmende Drehung) mit der Fortschreitungsrichtung der Parallelstrahlung eine Rechtsschraube bildet. φ sei das Azimut des Polarisators, α das Azimut des Analysators und ε das Azimut der beschleunigenden Hauptschwingungsrichtung der Halbschattenplatte.

Die Phasendifferenz der Halbschattenplatte H bezeichnen wir mit η, die zu messende Phasendifferenz der doppelbrechenden Schicht D mit δ; hierbei verstehen wir unter Phasendifferenz den stets positiven, zwischen 0 und 2π liegenden Phasenunterschied, um den die schnellere Komponente nach dem Durchlaufen der betreffenden Schicht der langsameren vorauseilt. Wird die Intensität des vom Polarisator kommenden Lichtes gleich 1 gesetzt, so erhält man für die Intensität I_2 des aus dem Analysator austretenden Lichtes in der von der Halbschattenplatte bedeckten Gesichtsfeldhälfte

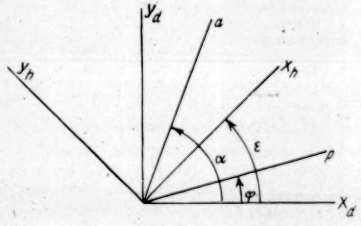


Fig. 2.
Gegenseitige Lage der Schwingungsrichtungen.

$$I_2 = \cos^2(\alpha-\varphi) + \sin 2\varepsilon \left| \sin 2(\varphi-\varepsilon)\cos 2\alpha \sin^2\frac{\eta}{2} + \cos 2(\varphi-\varepsilon)\sin 2\alpha \sin^2\frac{\delta}{2} \right| \cdot \left| \right. \quad (2)$$
$$\left| \right. - \sin 2(\varphi-\varepsilon)\sin 2\alpha\left(\cos^2\varepsilon \sin^2\frac{\eta+\delta}{2} - \sin^2\varepsilon \sin^2\frac{\eta-\delta}{2}\right).$$

Die Intensität I_1 der von der Halbschattenplatte nichtbedeckten Gesichtsfeldhälfte ergibt sich aus (2), indem $\eta = 0$ gesetzt wird.

Für den Intensitätsunterschied $I_2 - I_1$ der beiden Gesichtsfeldhälften folgt daher

$$I_2 - I_1 = -\sin 2(\varphi-\varepsilon)\sin\frac{\eta}{2}\left|\sin 2\alpha\left(\cos 2\varepsilon \sin\frac{\eta}{2}\cos\delta + \cos\frac{\eta}{2}\sin\delta\right) - \cos 2\alpha \sin 2\varepsilon \sin\frac{\eta}{2}\right| . \quad (3)$$

§ 3. Die Halbschattenbedingung.

Wir denken uns den Analysator drehbar angeordnet und fragen nach den Analysatorazimuten $\bar{\alpha}$, bei welchen die Intensitäten der beiden Gesichtsfeldhälften gleich werden, d. h. Halbschatten eintritt.

Aus (3) folgt zunächst, daß $I_2 - I_1$ bei jedem beliebigen Analysatorazimut α verschwindet, wenn entweder $\varphi = \varepsilon \pm m\frac{\pi}{2}$ $(m = 0, 1, 2 \ldots)$ oder $\eta = 2\pi$ ist. Im ersteren Falle liegt die Schwingungsrichtung des Polarisators parallel zu einer Hauptschwingungsrichtung der Halbschattenplatte, während im zweiten Falle die Halbschattenplatte wie eine „Wellenlängenplatte" wirkt. Sieht man von diesen beiden leicht vermeidbaren Sonderfällen ab, so erhält man

aus (3) die eigentliche Halbschattenbedingung durch Nullsetzen des Klammerausdruckes. Für die Analysatorazimute $\bar{\alpha}$, bei welchen Halbschatten eintritt, folgt daher

$$\operatorname{cotg} 2\bar{\alpha} = \operatorname{cotg} 2\varepsilon \cos\delta + \operatorname{cotg} \frac{\eta}{2} \frac{\sin\delta}{\sin 2\varepsilon} . \quad (4)$$

Diese Gleichung zeigt, daß $\bar{\alpha}$ stets reell ist; eine Bedingung für die Existenz reeller $\bar{\alpha}$, etwa nach Art der Ungleichung (1), besteht nicht. Weiter folgt aus (4), daß $\bar{\alpha}$ vom Polarisatorazimut unabhängig ist; hat man durch Drehen des Analysators ein Halbschattenazimut aufgefunden, so ändert sich dasselbe nicht, wenn der Polarisator beliebig verstellt wird.

Wird bei der durch Fig. 1 veranschaulichten Anordnung die Reihenfolge von H und D im Strahlengang umgekehrt, so vertauschen Polarisator und Analysator ihre Rollen. Bei beliebigem Analysatorazimut α lassen sich dann Polarisatorazimute $\bar{\varphi}$ finden, für welche Halbschatten eintritt; die Bestimmungsgleichung für $\bar{\varphi}$ folgt, wie sich leicht zeigen läßt, aus Gleichung (4), indem in dieser $\bar{\varphi}$ an Stelle von $\bar{\alpha}$ gesetzt wird. Da jedoch der Analysator dem Beobachter im allgemeinen leichter zugänglich ist als der Polarisator, und es daher bequemer ist, die Halbschatteneinstellungen am Analysator vorzunehmen, wollen wir unsere Betrachtungen auch weiterhin auf den Fall beschränken, daß die vom Polarisator kommende Strahlung zuerst die Halbschattenplatte H und dann die zu messende doppelbrechende Schicht D durchsetzt.

§ 4. Messung des Halbschattenazimuts $\bar{\alpha}$.

$\bar{\alpha}$ ist von derjenigen Stellung des Analysators aus gerechnet, bei der seine Schwingungsrichtung parallel zur beschleunigenden Hauptschwingungsrichtung der doppelbrechenden Schicht liegt. Führt man, von dieser Ausgangsstellung ausgehend, eine volle Umdrehung des Analysators im positiven Sinne aus, so erhält man nach (4) die vier Halbschattenazimute

$$\bar{\alpha}, \quad \bar{\alpha} + \frac{\pi}{2}, \quad \bar{\alpha} + \pi, \quad \bar{\alpha} + \frac{3\pi}{2}, \quad (5)$$

von welchen $\bar{\alpha}$ das kleinste ist.

Kennt man die Ausgangsstellung des Analysators, so braucht bei der Messung von $\bar{\alpha}$ nur der Analysator gedreht werden, nicht aber die Halbschattenplatte. Beachtet man jedoch, daß $\bar{\alpha}$ nach (4) sein Vorzeichen wechselt, wenn das Azimut ε der Halbschattenplatte in $-\varepsilon$ übergeführt wird, so gelangt man für $\bar{\alpha}$ zu folgendem Meßverfahren, bei dem die Ausgangsstellung des Analysators nicht genau bekannt zu sein braucht. Man dreht, beginnend bei der ungefähr bestimmten Ausgangsstellung, den Analysator in positivem Sinne bis zur ersten Halbschattenstellung und liest die zugehörige Einstellung t_1 am Analysatorteilkreis ab. Nachdem der Halbschattenplatte das Azimut $-\varepsilon$ an Stelle von ε erteilt und damit die Halbschatteneinstellung gestört wurde, dreht man den Analysator in negativem Sinne (durch die Ausgangsstellung hindurch), bis wieder Halbschatten eintritt; die zugehörige Einstellung am Analysatorteilkreis sei t_2. Es ist dann offenbar

$$2\bar{\alpha} = \pm (t_1 - t_2) , \quad (6)$$

wobei das obere bzw. untere Vorzeichen gilt, je nachdem eine Drehung des Analysatorteilkreises in positivem Sinne zu wachsenden bzw. zu abnehmenden Teilkreiszahlen führt.

§ 5. Bestimmung der gesuchten Phasendifferenz δ.

Sind Azimut ε und Phasendifferenz η der Halbschattenplatte bekannt, und ist $\bar{\alpha}$ gemäß (6) gemessen, so kann δ aus (4) berechnet werden. Im allgemeinen erhält man so bei beliebig gewähltem ε zwei Werte δ. Die Bestimmung von δ wird aber eindeutig, wenn $\varepsilon = \pm \frac{\pi}{4}$ gewählt ist. In diesem Falle folgt aus (4)

$$\sin\delta = \pm \operatorname{tg} \frac{\eta}{2} \operatorname{cotg} 2\bar{\alpha} \quad (0 \leqq \delta \leqq 2\pi) , \quad (7)$$

wobei das obere bzw. untere Vorzeichen gilt, je nachdem $\varepsilon = +\frac{\pi}{4}$ bzw. $\varepsilon = -\frac{\pi}{4}$ ist.

Wegen der Grenzen für δ muß man, falls seine Bestimmung mit Hilfe von (7) erfolgt, noch das Vorzeichen von $\cos\delta$ kennen. Man erhält $\cos\delta$, indem man ε einen beliebigen, von $\pm \frac{\pi}{4}$ verschiedenen Wert gibt und das zugehörige Analysatorhalbschattenazimut gemäß (6) bestimmt, das wir mit $\bar{\alpha}'$ bezeichnen. Wird jetzt ε in $\varepsilon \pm \frac{\pi}{2}$ übergeführt (nnd zwar durch Drehen der Halbschattenplatte in ihrer Ebene), so gehört zu dieser neuen Stellung der Halbschattenplatte ein von $\bar{\alpha}'$ verschiedenes Analysatorhalbschattenazimut $\bar{\alpha}''$. Es gilt dann

$$\cos\delta = \tfrac{1}{2} \operatorname{tg} 2\varepsilon (\operatorname{cotg} 2\bar{\alpha}' + \operatorname{cotg} 2\bar{\alpha}'') ; \quad (8)$$

da man nur das Vorzeichen von $\cos\delta$ zu kennen wünscht, brauchen ε, $\bar{\alpha}'$ und $\bar{\alpha}''$ nur mit mäßiger Genauigkeit gemessen zu werden.

In vielen Fällen weiß man von vornherein, daß $0 \leqq \delta \leqq \frac{\pi}{2}$ ist. Die Bestimmung des Vorzeichens von $\cos\delta$ erübrigt sich dann und man erhält an Stelle von (7)

$$\sin\delta = \left|\operatorname{tg}\frac{\eta}{2}\right| \cdot \left|\operatorname{cotg} 2\bar{\alpha}\right| ; \qquad (9)$$

das Vorzeichen von $\varepsilon = \pm\frac{\pi}{4}$ ist in diesem Falle belanglos.

§ 6. Günstigste Stellung des Polarisators.

Die Halbschattenazimute (5) des Analysators sind, wie schon bemerkt, vom Azimut φ des Polarisators unabhängig. Wohl aber wird die Schärfe der Halbschatteneinstellung durch φ beeinflußt. Wir fragen jetzt nach denjenigen Polarisatorazimuten φ_m, bei welchen die Halbschattenempfindlichkeit am größten wird.

Wir nehmen an, daß der Analysator sich im Halbschattenazimut $\bar{\alpha}$ (oder $\bar{\alpha}+\pi$) befindet; die dann in beiden Gesichtsfeldhälften gleiche Intensität bezeichnen wir mit $\bar{I}$. Bedeuten δI_1 und δI_2 die kleinen Intensitätsänderungen, welche in den beiden Gesichtsfeldhälften eintreten, falls $\bar{\alpha}$ die kleine Änderung $\delta\alpha$ erfährt, so ist bekanntlich der Ausdruck

$$\varrho = \frac{|\delta I_2 - \delta I_1|}{2\bar{I}\cdot|\delta\alpha|} = \frac{\left|\frac{\partial(I_2 - I_1)}{\partial\alpha}\right|_{\alpha=\bar{\alpha}}}{2\bar{I}} \qquad (10)$$

ein Maß für die Empfindlichkeit der Halbschatteneinstellung. Berechnet man ϱ nach (10) mit Hilfe von (2) und (3) unter Berücksichtigung von (7), und sucht diejenigen Polarisatorazimute $\varphi = \varphi_m$, für welche ϱ einen extremen Wert erreicht, so erhält man

$$\sin 2\varphi_m = \sin 2\bar{\alpha}\cos\delta . \qquad (11)$$

Führt man (etwa ausgehend von $\varphi = 0$) eine volle Umdrehung des Polarisators in positivem Sinne aus, so erhält man nach (11) die vier Azimute

$$\varphi_m, \quad \varphi_m + \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_m + \pi, \quad \varphi_m + \frac{3\pi}{2} . \qquad (12)$$

Bei zwei um $\pm\pi$ auseinanderliegenden Azimuten (12) wird ϱ ein Maximum, bei den beiden anderen ein Minimum; diese beiden Azimutpaare vertauschen ihre Rollen bezüglich des maximalen und minimalen Wertes von ϱ, wenn man von dem Analysatorazimut $\bar{\alpha}$ (bzw. $\bar{\alpha}+\pi$) zu $\bar{\alpha}+\frac{\pi}{2}\left(\text{bzw. } \bar{\alpha}+\frac{3\pi}{2}\right)$ übergeht.

§ 7. Meßverfahren.

Bei der Messung einer Phasendifferenz δ wird nun in folgender Weise verfahren. Man bringt die Schicht D, deren Phasendifferenz δ bestimmt werden soll, zwischen die gekreuzten Polarisatoren P und A (Fig. 1) und sucht in bekannter Weise eine ihrer Auslöschungsstellungen auf. Zwischen P und D wird die Halbschattenplatte H, deren Phasendifferenz η bekannt sein muß, parallel zu D angeordnet; H besteht aus einem dünnen, nur das halbe Gesichtsfeld bedeckenden Glimmer- oder Gipsblättchen, das an einem Teilkreis befestigt ist und durch Drehen in seiner Ebene ebenfalls in eine Auslöschungsstellung gebracht wird. Diese gegenseitige Lage der Teile unserer Anordnung bezeichnen wir als Ausgangsorientierung.

Man bestimmt mit Hilfe einer der bekannten Methoden schon vor Beginn der eigentlichen Messung, welche Hauptschwingungsrichtung von D bzw. H die beschleunigende ist, so daß man weiß, ob bei der Ausgangsorientierung die beschleunigenden Hauptschwingungsrichtungen von D und H parallel oder senkrecht zu einander liegen.

P muß drehbar angeordnet sein, benötigt aber keinen Teilkreis; A dagegen befindet sich an einem mikrometrisch verstellbaren Teilkreis mit hinreichend feiner Teilung, so daß (mittels Nonien) noch halbe Minuten abgelesen werden können[1]). Der Teilkreis, an dem die Halbschattenplatte H sitzt, kann verhältnismäßig gröber sein, da man hier nur Drehungen von $\pm 45°$ bzw. $\pm 90°$ auszuführen braucht.

Ausgehend von der Ausgangsorientierung, wird der Teilkreis der Halbschattenplatte um $+45°$ oder $-45°$ gedreht und dann fixiert. Durch Drehen des Analysators in positivem Sinne wird die nächstliegende Halbschattenstellung (zunächst vorläufig) aufgesucht. Hierauf wird der Polarisator in ein Azimut (12) gebracht, bei dem die Halbschattenempfindlichkeit am größten ist; diese Stellung gibt sich dadurch zu erkennen, daß der Intensitätsumschlag in den beiden Gesichtsfeldhälften, den kleine Änderungen der (vorläufigen) Halbschattenstellung des Analysators hervorrufen, am schärfsten wird. Die Halbschattenstellung des Analysators wird jetzt endgültig aufgesucht. Die Messung von $\bar{\alpha}$ erfolgt dann entsprechend dem zu (6) Bemerkten; die hierzu erforderliche Überführung von ε in $-\varepsilon$

1) Etwa in der Ausführung, welche die Firma Fr. Schmidt & Haensch den Teilkreisen des vereinfachten Halbschattenkompensators von Dierkesmann und dem einen von uns gibt; vgl. G. Szivessy und A. Dierkesmann, Zeitschr. f. Instrumentenkde **52**, 337, 1932.

wird durch Drehen des Teilkreises der Halbschattenplatte um $\pm 90°$ erzielt.

Aus $\bar{\alpha}$ und der bekannten Phasendifferenz η_l der Halbschattenplatte berechnet sich δ nach (7), erforderlichenfalls unter Heranziehung von (8). Lagen bei der Ausgangsorientierung die beschleunigenden Hauptschwingungsrichtungen von D und H parallel, so ist in (7) das obere bzw. untere Vorzeichen zu nehmen, je nachdem der Teilkreis der Halbschattenplatte aus der Ausgangsorientierung um $+45°$ bzw. $-45°$ gedreht wurde; dagegen gilt das Umgekehrte, wenn die genannten Hauptschwingungsrichtungen bei der Ausgangsorientierung senkrecht zu einander lagen. Die gegenseitigen Lagen der beschleunigenden Hauptschwingungsrichtungen von D und H brauchen jedoch dann nicht bekannt zu sein, wenn man von vornherein weiß, daß $0 \gtrless \delta \leqq \frac{\pi}{2}$ ist und daher die Berechnung von δ nach (9) erfolgen kann.

§ 8. Empfindlichkeit.

Wir haben noch die Frage zu erörtern, wie die Phasendifferenz η_l der Halbschattenplatte gewählt werden muß, um die Halbschattenempfindlichkeit möglichst groß zu gestalten. Berechnet man ϱ nach (10) für den Fall, daß sich der Polarisator in dem durch (11) bestimmten Azimut befindet, so folgt, wie hier nicht näher ausgeführt werden soll, daß der Betrag von ϱ in erster Linie durch das Verhältnis $\frac{\operatorname{tg}\frac{\eta_l}{4}}{|\sin\delta|}$ bestimmt wird. Bei gegebenem δ ist daher eine Halbschattenplatte am geeignetsten, deren Phasendifferenz η_l möglichst nahe bei 2π liegt. Der Grenzfall $\eta_l = 2\pi$ selbst scheidet aus, weil dann, wie in § 3 gezeigt wurde, jedem beliebigen Azimut des Analysators eine Halbschattenstellung entspricht; auch ein allzu nahe bei 2π liegendes η_l ist wenig geeignet, weil sonst $2\bar{\alpha}$ gemäß (7) zu klein wird, um hinreichend genau gemessen werden zu können. Im allgemeinen genügt es, η_l einen Wert zu geben, der etwa in der Nähe von $\frac{\pi}{2}$ liegt; man hat dann für den ganzen Meßbereich, der nach (4) grundsätzlich uneingeschränkt ist, im allgemeinen ausreichende Halbschattenempfindlichkeit.

Bei gegebenem η_l wird nach dem Gesagten die Halbschattenempfindlichkeit um so größer, je kleiner $|\sin\delta|$ ist, d. h. je näher δ bei 0 bzw. π liegt.

Die Anordnung läßt sich ebenso empfindlich gestalten, wie der Bracesche Kompensator oder der in § 1 erwähnte, von Dierkesmann und dem einen von uns angegebene vereinfachte Halbschattenkompensator; wie bei diesen Meßvorrichtungen, läßt sich eine Phasendifferenz von $2 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi$ bei geeigneter Wahl von η_l noch gut erfassen.

Zusammenfassung.

Ausgehend von einem von Dierkesmann und dem einen der Verfasser angegebenen Verfahren wird eine Anordnung zur Messung von Phasendifferenzen δ besprochen, die im wesentlichen aus einer nur das halbe Gesichtsfeld bedeckenden, dünnen doppelbrechenden Platte von bekannter Phasendifferenz η_l und einem drehbaren Analysator besteht. Bei der Messung wird nur der Analysator gedreht und sein Halbschattenazimut $\bar{\alpha}$ bestimmt; aus $\bar{\alpha}$ und η_l wird die gesuchte Phasendifferenz mit Hilfe einer einfachen Beziehung berechnet. Die Methode hat den Vorteil, daß bei gegebenem η_l der Meßbereich für δ grundsätzlich unbegrenzt ist.

Köln und Bonn, im Dezember 1936.

(Eingegangen 17. Dezember 1936.)

Der Einfluß der Wärmeübergangszahl und der Wärmestrahlung beim Vergleich von Wärmeleitzahlen nach Biot-Despretz.

Von R. Weise.

§ 1. Einleitung.

Das von Biot (1) vorgeschlagene Verfahren zum Vergleich der Wärmeleitzahlen von Metallstäben ergibt sich als Folgerung aus der Lösung einer Differentialgleichung, die mit der Annahme einer konstanten, d. h. von der Temperatur unabhängigen Wärmeübergangszahl angesetzt wird. Die beim Vergleich der Wärmeleitzahlen zweier Metallstäbe zu benutzenden Gleichungen enthalten somit zwei Wärmeübergangszahlen, die nach Voraussetzung konstant, im allgemeinen jedoch verschieden sind.

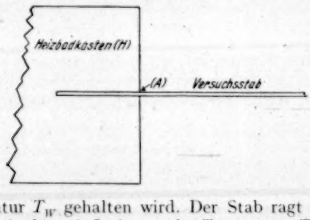
Das Versuchsverfahren, das zuerst Despretz (2) durchführte, wurde auch in neuerer Zeit als bemerkenswerte Methode anerkannt, zugleich aber einer kritischen Betrachtung unterzogen (3) und dabei festgestellt, daß die oft übliche Gleichsetzung der Wärmeübergangszahlen beider Versuchsstäbe in gewissen Fällen Fehler von vielen Prozenten verursachen können. M. Jakob und S. Erk (4) haben deshalb gezeigt, wie man diese Schwierigkeit mit Hilfe einer von Nuszelt (5) für die konvektive Wärmeübergangszahl gegebenen Beziehung durch ein Näherungsverfahren meistern kann.

Hier soll mit Hilfe eines anderen als des von Biot angegebenen Lösungsganges der maßgebenden Differentialgleichung gezeigt werden,

daß in der beim Vergleich der Wärmeleitzahlen zweier Metallstäbe anzuwendenden Gleichung die gesamten Wärmeübergangszahlen (Konvektion + Strahlung) der Stäbe nicht mehr auftreten, wenn für beide Wärmeübergangszahlen die Gültigkeit derselben Temperaturfunktion vorausgesetzt werden darf. Dabei ergibt sich außerdem, daß die Kenntnis dieser Funktion nicht erforderlich ist. Ferner wird auf Grund der Lösung der Differentialgleichung mit der von Jodlbauer (6) gegebenen Beziehung für die konvektive Wärmeübergangszahl kreisrunder Rohre und mit Berücksichtigung der durch Strahlung vom Versuchsstab abgegebenen Wärmemenge ein Verfahren zur direkten Bestimmung der Wärmeleitzahl erörtert.

§ 2. Das Biot-Despretzsche Verfahren.

Biot betrachtet einen Stab von überall gleichem Querschnitt, der durch ein Heizbad H (siehe Figur) an einem Ende A auf gleicher Temperatur T_W gehalten wird. Der Stab ragt sehr weit in den mit Luft von der Temperatur T_R erfüllten Versuchsraum. Im Beharrungszustand strömt vom Bad aus dauernd durch den Stab Wärme, die an seiner Oberfläche durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung abgegeben wird. Bezeichnet man mit α die gesamte Wärmeübergangszahl, so gilt für den Vorgang bei Annahme eines kreisförmigen Stabquerschnittes die Differentialgleichung



$$\frac{d^2(T_X - T_R)}{dx^2} = \frac{4\alpha}{\lambda D}(T_X - T_R). \qquad (1)$$

Hierbei bedeuten T_X die Temperatur an der Stelle x des Stabes, D seinen Durchmesser und λ seine Wärmeleitzahl. Biot löst die Differentialgleichung durch den Ansatz $T_X - T_R = C e^{-mx}$ und erhält mit der Annahme $m^2 = \frac{4\alpha}{\lambda D} = \text{const.}$ die allgemeine Lösung

$$T_X - T_R = Ae^{-mx} + Be^{+mx},$$

wobei

$$A = \frac{(T_W - T_R)e^{mx_1} - (T_1 - T_R)}{e^{mx_1} - e^{-mx_1}}$$

und

$$B = \frac{(T_1 - T_R) - (T_W - T_R)e^{-mx_1}}{e^{mx_1} - e^{-mx_1}}$$

Konstante sind, T_W die Temperatur an der Stelle $x = 0$ und T_1 die Temperatur an der Stelle x_1 bedeuten. Für einen unendlich langen Stab herrscht bei $x_1 = \infty$ die Temperatur $T_1 = T_R$, so daß dann gilt

$$T_X - T_R = (T_W - T_R)e^{-x\sqrt{\frac{4\alpha}{\lambda D}}}. \qquad (2)$$

Sollen die Wärmeleitzahlen (λ_1, λ_2) zweier Metallstäbe (Wärmeübergangszahlen α_1, α_2) durch zwei Versuche verglichen werden, wobei noch $D_1 = D_2 = D$, $T_{W_1} = T_{W_2} = T_W$ und $T_{R_1} = T_{R_2} = T_R$ vorausgesetzt werde, so sind bei Benutzung von Gleichung (2) zwei Möglichkeiten der Versuchsausführung gegeben:

Verfahren I. Man mißt von beiden Stäben die Längen x_1 und x_2, für die $T_{X_1} = T_{X_2}$. Aus Gleichung (2) erhält man

$$(T_W - T_R)e^{-x_1\sqrt{\frac{4\alpha_1}{\lambda_1 D}}} = (T_W - T_R)e^{-x_2\sqrt{\frac{4\alpha_2}{\lambda_2 D}}}$$

und hieraus

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\alpha_1 x_1^2}{\alpha_2 x_2^2}. \qquad (3)$$

Verfahren II. Man mißt bei beiden Stäben an derselben Stelle $x_1 = x_2 = x$ die Temperaturen T_{X_1} und T_{X_2}. Dann ergibt sich aus Gleichung (2)

$$(T_{X_1} - T_R) = (T_W - T_R)e^{-x\sqrt{\frac{4\alpha_1}{\lambda_1 D}}}$$

$$(T_{X_2} - T_R) = (T_W - T_R)e^{-x\sqrt{\frac{4\alpha_2}{\lambda_2 D}}}$$

und hieraus

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\alpha_1\left[\ln\frac{T_{X_2} - T_R}{T_W - T_R}\right]^2}{\alpha_2\left[\ln\frac{T_{X_1} - T_R}{T_W - T_R}\right]^2}. \qquad (4)$$

Um in den Gleichungen (3) und (4) $\alpha_1 = \alpha_2$ setzen zu können, hat man die Oberflächen beider Stäbe vergoldet und poliert. Dadurch soll die Wärmestrahlung, die ja in der Wärmeübergangszahl mit enthalten ist, gering und gleich gemacht werden. Im Schrifttum (3) findet man jedoch den Hinweis, daß auch hier die Annahme $\alpha_1 = \alpha_2$ nicht ohne weiteres zulässig sei, da die Wärmeübergangszahl eine Funktion der Temperatur bzw. der Temperaturdifferenz ist und insofern schon die Lösung der Differentialgleichung (mit $\alpha = \text{const.}$!) nicht streng gilt.

§ 3. Lösung der Differentialgleichung mit beliebiger Temperaturfunktion für die gesamte Wärmeübergangszahl.

Im folgenden wird für Verfahren I der Beweis geliefert, daß in Gleichung (3) die beiden Wärmeübergangszahlen gleichgesetzt werden dürfen, wenn durch irgendeine Oberflächenbehandlung beide Versuchsstäbe dieselben wärmestrahlenden Eigenschaften erhalten. Für

diesem Fall soll für die gesamten Wärmeübergangszahlen beider Stäbe die Gültigkeit derselben Temperaturfunktion vorausgesetzt werden.

Die Differentialgleichung (1) schreiben wir mit $(T_X - T_R) = \Theta_x$ in der Form

$$\frac{d^2\Theta_x}{dx^2} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{4}{D} \cdot \Theta_x \cdot F_1(\Theta_x) = \frac{A}{\lambda} F_2(\Theta_x), \quad (5)$$

wobei $\alpha = F_1(\Theta_x)$ eine unbekannte Funktion ist, die die Temperaturabhängigkeit der gesamten Wärmeübergangszahl beschreiben soll. Nach einmaliger Integration von Gleichung (5) erhält man

$$\frac{d\Theta_x}{dx} = \pm \sqrt{\frac{2A}{\lambda}} \int F_2(\Theta_x) d\Theta_x + C_1. \quad (6)$$

Für einen unendlich langen Stab gilt für $x = \infty$, $\frac{d\Theta_x}{dx} = 0$, so daß

$$C_1 = -\frac{2A}{\lambda} \left[\int F_2(\Theta_x) d\Theta_x \right]_{x=\infty}.$$

Da mit zunehmendem x die Temperatur abnimmt, soll in Gleichung (6) das negative Vorzeichen gelten. Nach abermaliger Integration erhält man folglich

$$x = -\lambda^{1/2} \int F_3(\Theta_x) d\Theta_x + C_2 = -\lambda^{1/2} F_4(\Theta_x) + C_2. \quad (7)$$

Für $x = 0$ wird $\Theta_x = \Theta_W$ oder $T_X - T_R = T_W - T_R$ und $C_2 = \lambda^{1/2} F_4(T_W - T_R)$, so daß schließlich

$$x = \lambda^{1/2} [F_4(T_W - T_R) - F_4(T_X - T_R)]. \quad (8)$$

Werden zwei Stäbe mit den Wärmeleitzahlen λ_1 und λ_2 nach Verfahren I verglichen, so erhält man aus Gleichung (8)

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2} \quad (9)$$

ohne Kenntnis der Funktionen $F(\Theta)$.

Ein ähnlicher Ausdruck ergibt sich bei Berechnung der vom Versuchsstab in der Zeiteinheit abgegebenen Wärmemenge Q. Durch den „Anfangsquerschnitt" (A, siehe Figur) muß im Beharrungszustand die gesamte vom Stab abgegebene Wärme hindurchströmen, die aus der Gleichung

$$Q = -\lambda \frac{\pi D^2}{4} \left(\frac{d\Theta_x}{dx} \right)_{x=0} \quad (10)$$

berechnet werden kann. Mit Hilfe von Gleichung (7) wird, da für $x = 0$ $\Theta_x = \Theta_W$ bzw. $T_X - T_R = T_W - T_R$ gilt,

$$\left(\frac{d\Theta_x}{dx} \right)_{x=0} = -\frac{1}{\lambda^{1/2} F_3(T_W - T_R)}$$

erhalten und hieraus

$$Q = \frac{-\lambda \pi D^2}{-4 \lambda^{1/2} F_3(T_W - T_R)} = \lambda^{1/2} F_5(T_W - T_R). \quad (11)$$

Sollen die Wärmeleitzahlen λ_1 und λ_2 zweier Stäbe durch zwei Versuche verglichen werden, für die wie oben ebenfalls noch $D_1 = D_2 = D$, $T_{W_1} = T_{W_2} = T_W$ und $T_{R_1} = T_{R_2} = T_R$ vorausgesetzt werde, so erhält man mit Gleichung (11) die Beziehung

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{Q_1^2}{Q_2^2}, \quad (12)$$

wiederum ohne Kenntnis der Funktionen $F(\Theta)$.

§ 4. Lösung der Differentialgleichung mit der von Jodlbauer gegebenen Temperaturfunktion für die konvektive Wärmeübergangszahl bei Vernachlässigung der Strahlung.

Mit dem von Jodlbauer (6) für kreisrunde Rohre gegebenen analytischen Ausdruck für die konvektive Wärmeübergangszahl

$$\alpha = n \sqrt[4]{\frac{T_X - T_R}{T_R D}} \sqrt{\frac{B}{760}} \quad (13)$$

und $(T_X - T_R) = \Theta_x$ gilt bei Vernachlässigung der Strahlung die Differentialgleichung

$$\frac{d^2\Theta_x}{dx^2} = 4 \lambda^{-1} D^{-1/4} n T_R^{-1/4} B^{1/2} 760^{-1/2} \Theta_x^{5/4} = b \Theta_x^{5/4}, \quad (14)$$

wobei n eine Konstante und B den Barometerstand bedeuten. Die Intergration ergibt

$$\frac{d\Theta_x}{dx} = \pm \sqrt{\frac{8}{9} b \Theta_x^{9/4}} + C_1. \quad (15)$$

Für einen unendlich langen Stab gilt hier $C_1 = 0$. Mit Benutzung des negativen Vorzeichens erhält man nach nochmaliger Integration

$$x = 6 \sqrt{2 b^{-1/2} \Theta_x^{-1/8}} + C_2.$$

Für $x = 0$ soll $\Theta_x = \Theta_W$ oder $T_X - T_R = T_W - T_R$ sein, so daß

$$C_2 = -6 \sqrt{2 b^{-1/2} (T_W - T_R)^{-1/8}}$$

und folglich

$$x = 3 \sqrt{2 \lambda^{1/2} D^{1/8} n^{-1/2} T_R^{1/8} B^{-1/4} 760^{1/4}} \left[(T_X - T_R)^{-1/8} - (T_W - T_R)^{-1/8} \right]$$

oder

$$T_X - T_R = \left[\frac{3 \sqrt{2 \lambda^{1/2} D^{1/8} T_R^{1/8} 760^{1/4}} (T_W - T_R)^{1/8}}{n^{1/2} B^{1/4} (T_W - T_R)^{1/8} x + 3 \sqrt{2 \lambda^{1/2} D^{1/8} T_R^{1/8} 760^{1/4}}} \right]^8$$

und

$$\lambda = \frac{n B^{1/2} x^2 (T_X - T_R)^{1/4} \cdot (T_W - T_R)^{1/4}}{18 D^{1/4} T_R^{1/8} 760^{1/2} \left[(T_W - T_R)^{1/8} - (T_X - T_R)^{1/8} \right]^2}. \quad (16)$$

Vergleicht man wieder zwei Stäbe nach Verfahren I, so erhält man mit Gleichung (16) und $B_1 = B_2$

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2} \tag{17}$$

in Übereinstimmung mit Gleichung (9). Wählt man dagegen das Verfahren II, so ergibt sich

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{(T_{X_1} - T_R)^{1/3}\left[(T_W - T_R)^{1/3} - (T_{X_1} - T_R)^{1/3}\right]^2}{(T_{X_2} - T_R)^{1/3}\left[(T_W - T_R)^{1/3} - (T_{X_2} - T_R)^{1/3}\right]^2}. \tag{18}$$

Bei Berechnung der vom Stab in der Zeiteinheit abgegebenen Wärme, die hier mit K (nur Konvektion) bezeichnet werden soll, erhält man zunächst aus Gleichung (15) mit $C_1 = 0$ und Wahl des negativen Vorzeichens

$$\left(\frac{d\Theta_x}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} b^{1/2}\Theta_W^{5/2}$$

und mit $\Theta_W = T_W - T_R$ unter Benutzung von Gleichungen (10) und (14)

$$K = \frac{\pi\sqrt{2}\,\lambda^{1/2} D^{11/8} n^{1/2} B^{1/4} (T_W - T_R)^{5/8}}{3 T_R^{1/4} 760^{1/4}} \tag{19}$$

Mit derselben Überlegung, die von Gleichung (11) auf Gleichung (12) führte, erhalten wir aus Gleichung (19) mit $B_1 = B_2$ hier

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{K_1^2}{K_2^2}. \tag{20}$$

§ 5. Lösung der Differentialgleichung bei Vernachlässigung der Konvektion.

Wird nur die durch Strahlung abgegebene Wärme berücksichtigt und gilt die Strahlungskonstante σ, so lautet die Differentialgleichung

$$\frac{d^2(T_X - T_R)}{dx^2} = \frac{4\sigma}{\lambda D}\left[\left(\frac{T_X}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_R}{100}\right)^4\right]. \tag{21}$$

Mit $T_X - T_R = \Theta_x$ erhält man nach einmaliger Integration

$$\frac{d\Theta_x}{dx} = \pm\left[\frac{8\sigma\Theta_x^2}{5\lambda D\, 100^4}(\Theta_x^3 + 5T_R\Theta_x^2 + 10T_R^2\Theta_x + 10T_R^3) + C_1\right]^{1/2}. \tag{22}$$

Für einen unendlich langen Stab wird wieder $C_1 = 0$. Mit Wahl des negativen Vorzeichens erhält man

$$x = -\frac{100^2\sqrt{5}\,\lambda^{1/2} D^{1/2}}{2\sqrt{2}\,\sigma^{1/2}} \int \frac{d\Theta_x}{\Theta_x\sqrt{\Theta_x^3 + 5T_R\Theta_x^2 + 10\Theta_x T_R^2 + 10T_R^3}} + C_2$$

wofür gesetzt werden soll

$$x = -\lambda^{1/2} A\, F(\Theta_x) + C_2.$$

Für $x = 0$ wird $\Theta_x = \Theta_W$ bzw. $T_X - T_R = T_W - T_R$ und $C_2 = \lambda^{1/2} A\, F(T_W - T_R)$

$$x = \lambda^{1/2} A\left[F(T_W - T_R) - F(T_X - T_R)\right] \tag{23}$$

Vergleicht man wieder zwei Stäbe nach Verfahren I, so erhält man mit $\sigma_1 = \sigma_2$ und Gleichung (23) wiederum die Beziehung

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2}. \tag{24}$$

Bei Berechnung der vom Stab in der Zeiteinheit abgegebenen Wärme, die jetzt mit S (nur Strahlung) bezeichnet werde, erhält man zunächst aus Gleichung (22) mit $C_1 = 0$ und Wahl des negativen Vorzeichens

$$\left(\frac{d\Theta_x}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{2\sqrt{2}\,\sigma^{1/2}\Theta_W}{100^2\sqrt{5}\,\lambda^{1/2} D^{1/2}}(\Theta_W^3 + 5T_R\Theta_W^2 + 10T_R^2\Theta_W + 10T_R^3)^{1/2}$$

und mit $\Theta_W = T_W - T_R$ unter Benutzung von Gleichung (10)

$$S = \frac{\pi D^{1/2}\sigma^{1/2}\lambda^{1/2}(T_W - T_R)}{100^2\sqrt{10}}\left[(T_W - T_R)^3 + 5T_R(T_W - T_R)^2 + 10T_R^2(T_W - T_R) + 10T_R^3\right]^{1/2}. \tag{25}$$

Mit derselben Überlegung, die von Gleichung (11) auf Gleichung (12) bzw. von Gleichung (19) auf Gleichung (20) führte, erhält man aus Gleichung (25) mit $\sigma_1 = \sigma_2$ hier

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{S_1^2}{S_2^2}. \tag{26}$$

§ 6. Lösung der Differentialgleichung mit der von Jodlbauer gegebenen Temperaturfunktion für die konvektive Wärmeübergangszahl bei Berücksichtigung der Strahlung.

Jetzt lautet die Differentialgleichung

$$\frac{d^2(T_X - T_R)}{dx^2} = \frac{4\alpha}{\lambda D}(T_X - T_R) + \frac{4\sigma}{\lambda D}\left[\left(\frac{T_X}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_R}{100}\right)^4\right], \tag{27}$$

wobei die Wärmeübergangszahl α noch eine Temperaturfunktion ist. Wird ihr Wert aus Gleichung (13) eingesetzt und bedeuten

$$\Theta_x = T_X - T_R, \qquad a = \frac{32\,n\,B^{1/2}}{9\,D^{5/4}\,T_R^4\,760^{1/2}}, \qquad b = \frac{8\sigma}{5\,D\,100^4},$$

$$c = \frac{8\sigma T_R}{D\,100^4}, \qquad d = \frac{16\sigma T_R^2}{D\,100^4}, \qquad e = \frac{16\sigma T_R^3}{D\,100^4},$$

so erhält man nach einmaliger Integration

$$\frac{d\Theta_x}{dx} = \pm\left[\lambda^{-1}(a\Theta_x^{9/4} + b\Theta_x^5 + c\Theta_x^4 + d\Theta_x^3 + e\Theta_x^2) + C_1\right]^{1/2}. \tag{28}$$

Für einen unendlich langen Stab gilt wieder $C_1 = 0$. Mit Benutzung des negativen Vorzeichens wird

$$x = -\lambda^{1/2}\int \frac{d\Theta_x}{\Theta_x\sqrt{a\Theta_x^{5/4} + b\Theta_x^3 + c\Theta_x^2 + d\Theta_x + e}} + C_2 = -\lambda^{1/2}F(\Theta_x) + C_2.$$

Für $x = 0$ wird wieder $\Theta_x = \Theta_W$ bzw. $T_X - T_R = T_W - T_R$, so daß $C_2 = \lambda^{1/2}F(T_W - T_R)$ und somit

$$x = \lambda^{1/2}\left[F(T_W - T_R) - F(T_X - T_R)\right].$$

Vergleicht man wieder zwei Stäbe nach Verfahren I, so ergibt sich mit $\sigma_1 = \sigma_2$ und $B_1 = B_2$

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2} \tag{29}$$

ebenfalls in Übereinstimmung mit den Gleichungen (9), (17) und (24).

Bei Berechnung der vom Stab durch Konvektion und Strahlung in der Zeiteinheit abgegebenen Wärmemenge Q erhält man zunächst aus Gleichung (28) mit $C_1 = 0$ und Wahl des negativen Vorzeichens

$$\left(\frac{d\Theta_x}{dx}\right)_{x=0} = -\lambda^{-1/2}(a\Theta_W^{9/4} + b\Theta_W^5 + c\Theta_W^4 + d\Theta_W^3 + e\Theta_W^2)^{1/2}$$

und mit $\Theta_W = T_W - T_R$ unter Benutzung von Gleichung (10)

$$Q = \frac{\pi}{4}\lambda^{1/2}D^2(T_W - T_R)\left[a(T_W - T_R)^{1/4} + b(T_W - T_R)^3 + c(T_W - T_R)^2 + d(T_W - T_R) + e\right]^{1/2} \tag{30}$$ [1])

oder

$$\lambda = \frac{16Q^2}{\pi^2 D^4 (T_W - T_R)^2\left[a(T_W - T_R)^{1/4} + b(T_W - T_R)^3 + c(T_W - T_R)^2 + d(T_W - T_R) + e\right]}. \tag{31}$$

Dieselbe Überlegung, die von Gleichung (11) auf Gleichung (12) führte, ergibt in Anwendung auf Gleichung (30) mit $\sigma_1 = \sigma_2$ und $B_1 = B_2$

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{Q_1^2}{Q_2^2}. \tag{32}$$

§ 7. Erörterung von Versuchsverfahren.

Die in den §§ 3–6 abgeleiteten Beziehungen gelten für den „unendlich langen" Stab. Bei Durchführung von Messungen haben die Versuchsstäbe endliche Längen. M. Jakob (3) hat durch eine Überschlagsrechnung gezeigt, welche Längen gewählt werden müssen, damit der durch das „abgeschnittene Ende" der Versuchsstäbe bedingte Fehler unter einer vorgeschriebenen Größe bleibt.

Bei Kenntnis der Stabtemperatur T_W für $x = 0$ und der Versuchsraumtemperatur T_R würde nach Gleichung (16) die Messung einer Temperatur T_X im beliebigen Abstand x genügen, um die Wärmeleitzahl λ direkt zu bestimmen. Ebenso würde beim Vergleich zweier Stäbe durch Messung der Temperaturen T_{X_1} und T_{X_2} im selben Abstand x mit Hilfe von Gleichung (18) das Verhältnis der Wärmeleitzahlen gefunden. Beiden Gleichungen, (16) und (18),

[1]) Die Wärmemengen K [Gleichung (19)] und S [Gleichung (25)] stehen zu der Wärmemenge Q [Gleichung (30)] in der Beziehung $Q = \sqrt{K^2 + S^2}$.

kann jedoch nur geringe praktische Bedeutung beigelegt werden, weil bei ihrer Ableitung durch Integration der Differentialgleichung (14) nur der Konvektionsanteil berücksichtigt wurde.

Eine direkte Bestimmung der Wärmeleitzahl λ aus Gleichung (19) bzw. (25) wird praktisch kaum durchführbar sein, da hierzu die Kenntnis der Wärmemengen K oder S erforderlich wäre. Ebenso verhält es sich mit der Anwendbarkeit der Gleichungen (20) und (26).

Bei Durchführung eines Versuches nach Verfahren I und Anwendung der Gleichung (9) müßten — wegen der Forderung der Gültigkeit derselben Temperaturfunktion für die gesamten Wärmeübergangszahlen — beide Versuchsstäbe durch irgendeine Oberflächenbehandlung dieselben wärmestrahlenden Eigenschaften erhalten und gleichzeitig untersucht werden. Hierbei könnten die Stäbe um 90 oder 180° gegeneinander versetzt aus demselben Heizbadkasten herausragen. Zum Auffinden gleicher Temperaturstellen an beiden Stäben könnte ein Thermoelement benutzt werden, das mit gutem Wärmekontakt (7) mit je einer Lötstelle verschiebbar auf den Versuchsstäben angeordnet werden müßte. Eine Eichung des Thermoelementes wäre nicht nötig, da Stromlosigkeit eines in den Thermokreis eingeschalteten Galvanometers nach geeigneter Verschiebung der Lötstellen die Stellen gleicher Temperatur nachweist. Diese Stellen ließen sich auch bei fest eingebautem Thermoelement finden, wenn durch eine Abschätzung zunächst roh die erforderlichen Abstände für das Einsetzen der Lötstellen ausgerechnet werden und durch geeigneten Einbau in den Heizbadkasten wenigstens ein Versuchsstab verschiebbar angeordnet wird.

Mit Hilfe von Gleichung (31) kann die Wärmeleitzahl eines Stabes direkt bestimmt werden. Der Heizkasten müßte allseitig gut isoliert sein, so daß im Beharrungszustand praktisch nur Wärme vom Stab abgegeben wird. Durch elektrische Heizung könnte die erforderliche Energie zugeführt, genau gemessen und auf einfache Weise leicht geregelt werden. Allerdings müßte als Berichtigung die Wärmemenge in Rechnung gesetzt werden, die durch Leitung bzw. Konvektion und Strahlung von der Stirnseite des Kastens, aus der der Versuchsstab herausragt, weggeführt wird. Hätte man jedoch zunächst einen Stab mit bekannter Wärmeleitzahl, so wäre durch Versuche die Möglichkeit gegeben, diese Verlustwärme in Abhängigkeit von T_W zu bestimmen. Für diesen Fall könnte auch Gleichung (32) angewendet werden, wobei jedoch die Wärmemengen Q_1 und Q_2 ebenfalls den oben angegebenen Berichtigungen unterzogen werden müßten.

§ 8. Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß beim Vergleich der Wärmeleitzahlen zweier Metallstäbe nach dem Verfahren von Biot das Verhältnis der Wärmeleitzahlen unabhängig von den gesamten Wärmeübergangszahlen (Konvektion + Strahlung) der Stäbe wird, wenn für beide Wärmeübergangszahlen dieselbe Temperaturfunktion gilt. Da unter gleichen Versuchsbedingungen für beide Stäbe die Gültigkeit derselben Temperaturfunktion für die konvektive Wärmeübergangszahl vorausgesetzt werden kann, ist bei Durchführung eines Versuches nur notwendig, beiden Stäben durch irgendeine Oberflächenbehandlung die gleichen wärmestrahlenden Eigenschaften zu verleihen, damit für die gesamten Wärmeübergangszahlen beider Versuchsstäbe dieselbe Temperaturfunktion angenommen werden darf. Werden die Längen x_1 und x_2 festgestellt, für die zwei solche Stäbe die gleiche Temperatur besitzen, so gilt dann streng

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2}.$$

Durch Lösung der Differentialgleichung eines einseitig geheizten Stabes, der Wärme durch Konvektion und Strahlung an seine Umgebung abgibt, wird ferner ein Verfahren angegeben zur direkten Bestimmung der Wärmeleitzahl unter der Voraussetzung, daß die Strahlungszahl des Stabes bekannt ist und die von Jodlbauer angegebene Temperaturfunktion für die konvektive Wärmeübergangszahl benutzt werden darf.

Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. L. Schiller und Herrn Dr. A. Naumann für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse herzlich danken!

Literaturverzeichnis.

1) J. B. Biot, Traité de phys., Bd. 4, S. 669, Paris 1816.
2) C. M. Despretz, Ann. de chim. et de phys. **19**, 97, 1822; **36**, 422, 1827; Pogg. Ann. **12**, 281, 1828.
3) M. Jakob, Handb. d. Physik von H. Geiger und K. Scheel, Bd. XI, Kap. 2, Ziffer 8; O. Knoblauch und H. Reiher, Handb. d. Physik von W. Wien und F. Harms, Bd. IX, 1. Teil, Kap. 1.
4) M. Jakob und S. Erk, Zeitschr. f. Phys. **35**, 670, 1926.
5) W. Nuszelt, Gesundheitsing. **38**, 477, 1915.
6) K. Jodlbauer, Forschung Ing.-Wes. **4**, 157, 1933.
7) Vgl. O. Knoblauch und K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen, 2. Auflage, München und Berlin 1926.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik, den 3. Januar 1937.

(Eingegangen 5. Januar 1937.)

VORTRÄGE VON DER 22. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 9. UND 10. JANUAR 1937 ZU FREIBERG I. SA.

H. Friedrich (Leipzig), Der Kerreffekt des Nitrobenzols in Benzol. Vorläufige Mitteilung.

Über den Bewegungszustand der Moleküle einer Flüssigkeit macht sich Debye[1]) bekanntlich folgendes Bild: Die Rotation der Moleküle ist in Flüssigkeiten nicht vollkommen frei, sondern sie gleicht mehr oder weniger einer Rotationsschwingung um eine Achse, deren Orientierung sich jedoch langsam ändert, so daß die Achse im Laufe der Zeit alle Lagen einnehmen kann. Man kann Dipolmolekülen in 1. Näherung in bezug auf diese Achse eine Energie $-E\cos\vartheta$ zuschreiben, wo ϑ den Winkel zwischen Dipolmoment und der gleichen Achse bedeutet.

Werden nun diese Grundanschauungen z. B. auf den Kerreffekt übertragen, so konnte Debye[1]) zeigen, daß die molekulare Kerrkonstante[2]) $\mathfrak{K}_0$ im gasförmigen Zustand, wo wir ja vollkommen freie Rotation voraussetzen können, nicht mehr gleich der Konstante $\mathfrak{K}$ für Dipolmoleküle in Flüssigkeiten sein kann. Vielmehr besteht zwischen den beiden Größen eine Beziehung von der Form

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{K}_0 R(y),$$

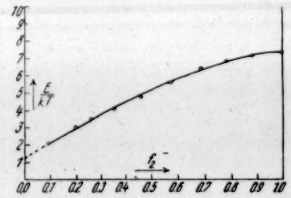
wo $R(y)$ einen Reduktionsfaktor bedeutet, der eine Funktion von $y = \frac{E}{kT}$ ist und dargestellt wird durch

$$R(y) = \frac{3L(y)}{y}\left[2 - \frac{3L(y)}{y} - \frac{2}{9}y^2\left(\frac{3L(y)}{y}\right)^2\right]$$

und

$$L(y) = \operatorname{Mtg} y - \frac{1}{y} \quad \text{(Langevin-Funktion)}.$$

Es wurde nun unter Zugrundelegung dieser Anschauung der Kerreffekt des Nitrobenzols in Benzol gemessen. Und zwar wurden in Abständen von ungefähr 10 zu 10 Molprozent Messungen über die ganze Konzentrationsreihe von 0 bis 100 Molprozent angestellt. Wenn man außerdem noch den Brechungsindex, die Dichte, die Dielektrizitätskonstante und die Wellenlänge des zur Beobachtung benutzten Lichtes angibt, so kann man zunächst für die einzelnen Konzentrationen die molekularen Kerrkonstanten $\mathfrak{K}$ für die Nitrobenzolmoleküle im flüssigen Zustand berechnen. Mit Hilfe des Gaswertes $\mathfrak{K}_0$, den man aus Messungen von Stuart[1]) für unsere Meßtemperatur von 23° C berechnen kann, wurden dann für die einzelnen Konzentrationen die Reduktionsfaktoren $R(y)$ und damit $y = \frac{E}{kT}$ bestimmt. Hierdurch erhält man ja unmittelbar ein Maß für die Behinderung der Rotation bei den verschiedenen Konzentrationen. Das Ergebnis ist in folgender Figur zusammengestellt. Als Ordinate ist aufgetragen $y = \frac{E}{kT}$ und als Abszisse f_2 = Molenbruch des Nitrobenzols.



Diese Kurve zeigt nun zunächst rein qualitativ eine nicht lineare Zunahme der Rotationsbehinderung mit ansteigender Konzentration und erklärt somit den entsprechenden Abfall der molekularen Kerrkonstante $\mathfrak{K}$ für die Nitrobenzolmoleküle. Hinsichtlich einer genaueren Diskussion dieses Ergebnisses sei jedoch auf eine spätere ausführlichere Veröffentlichung verwiesen, die in Kürze in dieser Zeitschrift erfolgt.

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **36**, 100, 1935.
2) Siehe Definition der molekularen Kerrkonstante bei G. Otterbein, Physik. Zeitschr. **35**, 252, 1934.

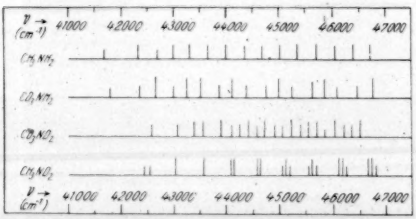
1) H. A. Stuart, Molekülstruktur, S. 210. Verlag Julius Springer, Berlin 1934.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

Th. Förster (Leipzig) und J. C. Jungers[1]) (Löwen), Die Ultraviolettabsorptionsspektren der Moleküle CH_3NH_2, CD_3NH_2, CH_3ND_2 und CD_3ND_2.

Methylamin (CH_3NH_2) hat im Ultravioletten unterhalb 2400 Å ein Absorptionsspektrum, über das zuerst von Herzberg und Kölsch[2]) berichtet worden ist. Weitere Untersuchungen wurden vorgenommen von Emeléus und Jolley[3]), sowie besonders ausführlich von Henri und Lasareff[4]). Das Spektrum ähnelt dem des Ammoniak, das bei etwas kürzeren Wellen liegt, und besteht gleich diesem aus Banden, deren Rotationsstruktur infolge von Prädissoziation stark verwaschen ist.

Die Spektren der Isotopenmoleküle wurden von uns mit einem Quarzspektrographen mittleren Auflösungsvermögens untersucht, wobei als Lichtquelle das Wasserstoffkontinuum benutzt wurde. Die Banden wurden bei Drucken zwischen 1 mm und 20 mm *Hg* bei einer Schichtdicke von 12 cm photographiert. Die erhaltenen Ergebnisse sind in der Figur zusammengestellt.



Darstellung der Spektren.
(Die Länge der Striche gibt die ungefähren Intensitäten der betreffenden Banden an).

Äußerlich bestehen große Unterschiede in den Spektren, doch sind die Analysen nach einheitlichen Gesichtspunkten durchführbar. Alle Spektren sind nämlich darzustellen durch die folgende Bandenformel

$$\nu = n_1\omega_1 + n_2\omega_2.$$

Hier bedeuten ω_1 und ω_2 die beiden Grundfrequenzen und n_1 und n_2 ganze Zahlen. Die Isotopenmoleküle unterscheiden sich durch die Zahlenwerte dieser Grundfrequenzen, sowie durch den Variationsbereich der Laufzahlen n_1 und n_2, also durch das Auftreten der einzelnen Ober- bzw. Kombinationsschwingungen.

1) J. C. Jungers, Aspirant du Fonds National de la Recherche Scientifique (Belgien).
2) G. Herzberg u. R. Kölsch, Zeitschr. f. Elektrochem. **39**, 572, 1933.
3) H. J. Emeléus u. L. J. Jolley, Journ. chem. soc. 1612, 1935.
4) V. Henri u. W. Lasareff, Journ. chim. phys. **32**, 353, 1935.

Im einzelnen wurden folgende Ergebnisse erhalten:

1. CH_3NH_2. Im normalen Molekül wurden die Frequenzen $\omega_1 = 668$ und $\omega_2 = 1015$ gemessen (alle Frequenzen in cm^{-1}). Die mit ziemlicher Genauigkeit erfüllte zufällige Beziehung $2\omega_2 = 3\omega_1$ äußert sich in dem Auftreten regelmäßiger Abstände zwischen allen Banden, mit Ausnahme der beiden ersten. Wegen dieser Regelmäßigkeit ist es auf Grund der Lage der Banden allein nicht möglich zu sagen, welches der Variationsbereich der Laufzahlen n_1 und n_2 ist, da die bei kurzen Wellen liegenden Banden durch verschiedene Paare von Laufzahlen dargestellt werden können. Auch die Intensitäten sind ziemlich gleichmäßig, jedoch zeigen die genauen Mikrophotometerkurven von Henri und Lasareff Intensitätsunterschiede mit der Periode von ω_2, die darauf schließen lassen, daß nur diese Frequenz mit hohen Laufzahlen auftritt:

$$n_1 = 0, 1, 2; \quad n_2 = 0, 1, 2, 3, 4, 5.$$

2. CD_3NH_2. In dem in der Methylgruppe schweren Molekül sind die Frequenzen $\omega_1 = 610$, $\omega_2 = 871$. Die zufällige Frequenzbeziehung ist hier somit aufgehoben und die Analyse ohne Zuhilfenahme von Intensitätsmessungen eindeutig durchführbar. Es ist auch hier wieder

$$n_1 = 0, 1, 2; \quad n_2 = 0, 1, 2, 3, 4, 5.$$

3. CD_3ND_2. Im ganz schweren Molekül findet man die Frequenzen $\omega_1 = 500$ und $\omega_2 = 823$. Das Spektrum ist wesentlich reicher an Banden, was darauf beruht, daß n_1 auch höhere Werte annehmen kann. Es sind fast alle Banden erkennbar, die den Kombinationen folgender Laufzahlen entsprechen:

$$n_1 = 0, 1, 2, 3, 4; \quad n_2 = 0, 1, 2, 3.$$

4. CH_3ND_2. Allein das nur in der Aminogruppe schwere Molekül bereitet der Deutung einige Schwierigkeiten. Es ist nur eine einzige Frequenz $\omega_1 = 516$ erkennbar, dagegen deuten Aufspaltungserscheinungen bei den nach der kurzwelligen Seite liegenden Banden an, daß die zweite höhere Frequenz mit einer Oberschwingung der ersten näherungsweise zusammenfällt. Die Höhe der Frequenz ist dadurch bestimmt, daß sie tiefer als die entsprechende in CH_3NH_2 und höher als die entsprechende in CD_3ND_2 liegen muß. Dies führt zu der Folgerung $\omega_2 \sim 2\omega_1 \sim 1000$. Die Zuordnung der Laufzahlen ist hier natürlich unsicher.

In allen Spektren treten außer den hier eingeordneten Banden noch andere auf, die wesentlich schwächer sind und mit ziemlicher Sicherheit dem angeregten Grundzustand des Moleküls zugeschrieben werden können.

Folgerungen: Die Aufhebung der im normalen CH_3NH_2-Molekül zufälligerweise auftretenden Frequenzbeziehung durch Isotopensubstitution zeigt, daß die Deutung des Spektrums, wie sie von Henri und Lasareff unter Zugrundelegung zweier Grundfrequenzen vorgenommen wurde, formal richtig ist. Dagegen ist im Gegensatz zu der Annahme dieser Forscher die Zuordnung der niederen Frequenz ω_1 zum Grundzustand des Moleküls nicht möglich, da zumindest in einem der Isotopenmoleküle — nämlich im CD_3ND_2 — die entsprechende Schwingung mit so hohen Obertönen auftritt, wie sie im Grundzustand praktisch nicht angeregt sind. Auch Untersuchungen bei hohen und tiefen Temperaturen bestätigen dieses Ergebnis, da bei keinem der Spektren eine wesentliche Änderung der Intensitätsverhältnisse in den einzelnen Banden eintrat. Die Zuordnung der Frequenz ω_1 zum Grundzustand des Moleküls bildete ein wesentliches Argument, als Henri und Lasareff die Struktur CH_2NH_3 (mit CN-Doppelbindung und fünfwertigem Stickstoff) zur Diskussion stellten. Dieses Argument wird hiermit hinfällig gemacht. Von uns unternommene Austauschversuche mit schwerem Wasserstoff sprechen ebenfalls gegen die Struktur CH_2NH_3. Hierüber wird in einer demnächst erscheinenden Arbeit in der „Zeitschrift für physikalische Chemie" ausführlich berichtet werden.

Leipzig, Physikalisch-Chemisches Institut.

BERICHTE.

Neuere Fortschritte in den Methoden der Atom- und Ionenstrahlenforschung.

Von Rudolf Ritschl.

Einleitung.

Die Physik der Materiestrahlung hat in den letzten Jahren einen großen Aufschwung genommen durch eine Reihe von teils neuen, teils zu neuem Interesse gekommenen Anwendungsgebieten. Fassen wir unter dem Begriff der Materiestrahlung alle räumlich gebündelten Strahlen ungeladener oder geladener Partikel von mindestens Protonenmasse, wobei in diesem Zusammenhang von aller aus Kernprozessen resultierender Strahlung abgesehen werden soll, so zeigt ein kurzer Überblick über die zahlreichen Anwendungsgebiete die große Bedeutung der künstlich erzeugten Materiestrahlung als Hilfsmittel für die verschiedensten atom- und kernphysikalischen Untersuchungen.

Die als Molekularstrahlen bekannten Atom- und Molekülstrahlen, die ihre Bewegungsenergie nur aus der Temperaturbewegung nehmen, haben ihr seit den grundlegenden Versuchen von Stern und Gerlach an sie geknüpftes Interesse für die Bestimmung von magnetischen Momenten nicht nur beibehalten (Arbeiten von Knauer, Taylor u. a.), sondern noch wesentlich erweitern können, einerseits durch das Hinzutreten der Frage nach dem magnetischen Moment der Atomkerne (Meißner und Scheffers, Frisch, Stern und Rabi) und nach dem magnetischen Moment rotierender Moleküle (Frisch, Stern, Estermann, Schurmann); andererseits sind durch die Arbeiten von Estermann, Wrede und Stark und Scheffers auch die elektrischen Momente von Molekülen und Atomen in inhomogenen elektrischen Feldern nach der Molekularstrahlmethode mit großem Erfolg untersucht worden. Auch für die Isotopenforschung hat sich die Stern-Gerlachsche Methode als fruchtbar erwiesen, teils durch die Bestimmung von Mengenverhältnissen, teils als Mittel zur Isotopentrennung und -anreicherung. Weitere wichtige Anwendungsgebiete der Molekularstrahlen sind die Versuche über ihre Streuung in Gasen sowie die Reflexion und Beugung an Kristallflächen, beides Probleme, bei denen die Wellennatur der Korpuskularstrahlen in Erscheinung tritt (Estermann, Stern, Frisch, Zabel, Mais, Rabi u. a.). Ein spezielles mit Molekularstrahlen bearbeitetes Problem ist das „doppelte Stern-Gerlach-Experiment", die Frage der Richtungsquantelung eines vorher bereits einheitlich ausgerichteten Molekularstrahles (Phipps, Stern, Frisch, Segré, Döpel u. a.). Die räumliche Zerlegung des Strahles im inhomogenen Magnetfeld ergibt weiter die Möglichkeit einer direkten Geschwindigkeitshomogenisierung (vgl. unten) sowie in manchen Fällen die Trennung von Atomen und Molekülen und damit die Bestimmung von Dissoziationsgraden und Dissoziationsarbeiten von Molekülen (Lewis, Ko.). Weitere wichtige Gebiete, die vor allem von Interesse für die bei Gasentladungen auftretenden Prozesse sind, sind die Probleme der Anregung, Dissoziation, Ionisation und Umladung beim Durchgang der Molekularstrahlen durch Gase (Kallmann und Mitarbeiter, Beeck, Goldmann, Wayland u. a.), auf deren letzterem eine weitere Methode der Erzeugung geschwindigkeitshomogener Neutralstrahlen beruht (siehe unten). Weiter sei der Nachweis des Strahlungsrückstoßes am Molekularstrahl

in Emission und Absorption durch Frisch erwähnt, sowie die Verwendung der Molekularstrahlen als Gas, das quer zum Strahl nahezu keine Bewegungskomponente hat und daher zu optischen Untersuchungen in Emission und Absorption unter weitgehender Vermeidung des Dopplereffektes für Fragen der Feinstruktur und der Linienform wesentliche Dienste geleistet hat (Jackson, Kuhn, Minkowsky, Bruck). Unter die Strahlung ungeladener Teilchen fallen auch die durch Einfangen eines Elektrons neutralisierten Kanalstrahlen, die seit den Untersuchungen Wiens und Starks stets wachsende Bedeutung für die verschiedensten atomphysikalischen Probleme erlangt haben.

Damit kommen wir zu den Ionenstrahlen. Auch hier treten uns die Probleme der Lichtanregung einschließlich der Anregung von Röntgenstrahlen, der Ionisation, Dissoziation, Streuung und Umladung beim Durchgang durch Gase und Festkörper entgegen (Kallmann, Rüchardt, Dempster u. a.). Die elektrische Ladung der Ionen führt weiter zu der Möglichkeit der räumlichen Bündelung und Fokusierung der Strahlen in der Ionenoptik (vgl. unten), zur einfachen und mehrfachen Beschleunigung der Strahlen und damit ihrer Eignung für das Studium von Kernprozessen und zu der nach verschiedenen Prinzipien durchführbaren elektrischen und magnetischen Analyse in bezug auf Geschwindigkeit, Ladung/Masse und der darauf beruhenden Massenspektroskopie. Dadurch gewinnen auch die Ionenstrahlen große Bedeutung für die Isotopenforschung, denn auch sie ermöglichen die Bestimmung von Massenverhältnissen und die Ausführung von Häufigkeitsvergleichen, Anreicherungen und Trennungen von Isotopen.

Ohne hier auf die einzelnen Probleme, von denen nur die wichtigsten angedeutet werden konnten, ihre Lösung und die daraus zu ziehenden Folgerungen einzugehen, soll im folgenden eine Zusammenfassung der neueren Fortschritte in den Methoden der Herstellung, Fokusierung, Homogenisierung und des Nachweises von Atom- und Ionenstrahlen gegeben werden.

I. Atom- und Molekularstrahlen.

1. Erzeugung.

a) Thermisch.

In der Herstellung von rein thermischen Molekularstrahlen sind in der letzten Zeit wesentlich neue Methoden nicht entwickelt worden. Die Technik der „Öfen" ist naturgemäß dem jeweiligen Zweck angepaßt. Klabunde und Phipps (1) z. B. bauen einen Ofen für Stern-Gerlach-Versuche mit Eisen, mit dem es ihnen gelingt, die magnetische Aufspaltung eines Eisenatomstrahls qualitativ in Gestalt einer Verbreiterung des Fleckes nachzuweisen. Der Eisendampf wird in einem elektrisch geheizten Graphitofen erzeugt, dessen Wandstärke in der Mitte geringer als an den Enden ist. Im Graphitrohr sitzt ein Magnesium-Oxyd-Tiegel mit einem Deckel aus dem gleichen Material, in dem sich der Ofenspalt befindet. Der Ofen hält bei 1700° C 40 Stunden.

Seitdem durch Meißner und Scheffers(2) die Stern-Gerlach-Methode auch auf Probleme des Kernmoments angewandt wird, müssen an die Strahlenoptik besonders hohe Anforderungen gestellt werden. Meißner und Scheffers benutzen einen Ofenspalt von 0,02 mm Breite. Die Gesamtlänge des Strahles beträgt bei ihnen 20 cm, während Manley (3) zwischen Ofen und Auffänger eine Länge von 2 m hat. Bemerkenswert ist auch die Technik bei Taylor (4).

Über das Wesen der Atomstrahlbildung am Ofenspalt entwickelt sich eine Diskussion zwischen Knauer und Stern, Johnson und Mayer, die dann von Kratzenstein (5) in dem Sinne zu einem Abschluß geführt wurde, daß dann, wenn die freie Weglänge im Ofen gleich den Dimensionen am Ofenspalt wird, sich hinter dem Spalt noch Zusammenstöße zwischen den Strahlteilchen untereinander ereignen. Es kommt zur Bildung einer „Wolke". Diese macht sich darin bemerkbar, daß die Flächenhelle des Ofenspaltes nicht von allen Blickrichtungen aus gleich erscheint.

Streustrahlung muß im Strahlraum weitgehend vermieden werden, gutes Vakuum ist dafür Vorbedingung. Meißner und Scheffers (2) bauen deshalb bei ihren Alkali-Atomstrahlversuchen einen besonderen Kühlzylinder ein und halten alle Teile, die nicht zum Ofen gehören, auf niedriger Temperatur.

Wasserstoff-Atomstrahlen wurden zur Bestimmung des von einem elektrischen Feld induzierten Dipolmomentes erzeugt von Scheffers und Stark (6). Es wird ein Woodsches Entladungsrohr von 3 m Länge benutzt. Das Rohr brennt unter Wasser und ist mit Wasserstoff von 0,2 mm Druck in Durchströmung beschickt. Als Ofenspalt dient nach den Angaben von Wrede (7) ein Glasspalt von 4 mm Länge und 0,04 mm Breite. Die weitere Apparatur besteht aus Metall, so auch der Abbildespalt von 0,6 mm Länge und 0,03 mm Breite. Im Strahlraum bildet sich ein die Intensität schwächender Streudruck von $2 \cdot 10^{-4}$ mm Druck aus. Ein weiterer Verlust tritt an den scharfen Glasrändern des Ofenspaltes ein, der katalytisch die Wiedervereinigung der Wasserstoffatome begünstigt.

Über die Erzeugung von Wasserstoffatomstrahlen mit einem Woodrohr vergleiche man auch die Arbeit von Rabi, Kellog und Zachariàs (8).

b) Neutralisierte Ionen.

Prinzipiell von der eben besprochenen Methode der Erzeugung von Molekularstrahlen durch Ausblenden eines Strahles aus der Gesamtheit der in einem Hohlraum mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung sich bewegenden Atome verschieden ist die Erzeugung neutraler Strahlen durch Neutralisation von vorher in einen bestimmten Bewegungszustand versetzten Ionen. Die zuerst von W. Wien nachgewiesenen Umladevorgänge wurden von Rüchardt, Gerthsen u. a. zur Herstellung von homogenen Atomstrahlen benutzt. Die praktische Ausnutzung des Verfahrens wurde ermöglicht, nachdem durch Kallmann und Mitarbeiter (9, 10) sowie durch Beeck (11) und Goldmann (12) die Umladevorgänge weitgehend geklärt waren.

Über die zu diesen Versuchen benötigten Ionenquellen soll im Zusammenhang der Ionenstrahlen im zweiten Teil dieser Arbeit gesprochen werden; die Versuche selbst werden, da sie stets mit einer Geschwindigkeitshomogenisierung verbunden zu sein pflegen, im nächsten Abschnitt eingehend behandelt werden.

2. Geschwindigkeitshomogenisierung.

Daß die Inhomogenität der Geschwindigkeiten, die bei der thermischen Molekularstrahlerzeugung infolge der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung, bei der Erzeugung durch Neutralisation von Ionen als Folge uneinheitlicher Ionengeschwindigkeiten, z. B. im Kanalstrahl, auftritt, für die meisten Molekularstrahlprobleme äußerst störend wirkt, liegt auf der Hand.

Zur Homogenisierung der Molekularstrahlen sind folgende Methoden entwickelt worden.

a) Mechanisch.

Lammert (13) setzt sich die direkte Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Atome eines Gases zum Ziel. Das Ausfiltern gewisser Geschwindigkeiten geschieht bei ihm nach dem Fizeauschen Prinzip mittels rotierender Zahnräder. Gleichzeitig mit dieser Arbeit publizierten Costa, Smyth und Compton (14) und Eldridge (15) Verfahren, die auf dem gleichen Prinzip beruhen. Auch Zartmann (16) arbeitet nach der Zahnradmethode. Nach einem anderen, ebenfalls rein mechanischen Verfahren sondert Tykociner (17) aus einem inhomogenen Molekularstrahl einen solchen einheitlicher Geschwindigkeit aus. Der aus dem Ofen kommende Strahl tritt zunächst durch einen festen Spalt und dann durch zwei weitere, die beweglich an Phosphorbronzebändern aufgehängt sind. Durch die Bänder fließt ein Wechselstrom, der in einem konstanten Magnetfeld Schwingungen der Spalte in seitlicher Richtung zur Folge hat. Es wird mit Frequenzen zwischen 750 und 7000 pro Sekunde gearbeitet. Es ist leicht einzusehen, daß immer nur Teilchen bestimmter Geschwindigkeit die Möglichkeit haben, alle drei Spalte zu durchsetzen.

b) Magnetisch.

Im inhomogenen Magnetfeld erfahren die Teilchen, die ein magnetisches Moment haben, eine Ablenkung, die naturgemäß außer von der Größe der Inhomogenität von der Geschwindigkeit abhängt, mit der die Teilchen das Magnetfeld durchsetzen. Dies wurde zu einer magnetischen Geschwindigkeitshomogenisierung ausgenutzt durch Rabi und Cohen (18). Die Anordnung ist dargestellt in Fig. 1. O ist der Ofen,

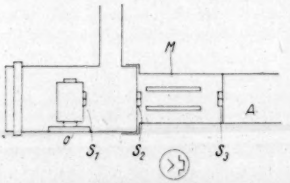


Fig. 1. Magnetische Homogenisierung von Molekularstrahlen.

der die aus dem Spalt S_1 austretenden Molekularstrahlen liefert. Nach Durchtritt durch den Spalt S_2 fallen die Atome in das inhomogene Magnetfeld M, dessen Schneidenform unten angegeben ist. Dieses breitet den Strahl in ein Geschwindigkeitsspektrum aus, aus dem der bewegliche Spalt S_3 nur Atome eines schmalen Geschwindigkeitsbereiches aussondert. Diese treten nun zur weiteren Analyse in die Apparatur bei A ein.

Die Länge des Strahles beträgt 53 cm; bei gegebener Spaltweite ist die Auflösung umgekehrt proportional der ausgesonderten Geschwindigkeit. Durch die Homogenisierung wird die Strahlintensität auf 1/300 herabgesetzt. Es wird gezeigt, daß die Methode prinzipiell auch in einem inhomogenen elektrischen Feld oder auch im Schwerefeld anwendbar ist. In einem senkrecht zur Strahlrichtung wirkenden konstanten Kraftfeld ist die Ablendung $s = \text{const}/v^2$; $dv/v = ds/2s$. Es wird $dv/v = 1/10$ erreicht. Die Änderung der zur Aussonderung kommenden

Geschwindigkeit erfolgt durch Ändern des Magnetfeldes. Einstellung des Auflösungsvermögens geschieht durch Wahl der Spaltstellung.

c) Durch Beugung an Kristallflächen.

Estermann, Frisch und Stern (19) blenden einen engen Molekularstrahl von Heliumatomen aus dem von einer Lithiumfluorid-Spaltfläche reflektierten Bündel aus und erhalten so einen fast homogenen Strahl von Heliumatomen. Die Anordnung stellt einen Gittermonochromator für Atome dar.

d) Umladungsstrahlen.

Homogene Atomstrahlen durch Umladung von Ionenstrahlen erzeugten Kallmann, Lasareff und Rosen (20). Aus den Arbeiten von Kallmann und Rosen (9, 10) war bekannt, daß langsame Ionen in verdünntem Gas sich neutralisieren und mit gleicher Geschwindigkeit weiterfliegen. Die Umladung erfolgt wie bei Kanalstrahlen, nur mit viel größerem Wirkungsquerschnitt. Dieser ist dann besonders groß, wenn die Ionisationsenergie gleich der Neutralisationsenergie ist, also z. B. wenn Ionen in ihrem eigenen Gase zur Umladung kommen.

Die Ionen werden erzeugt durch Stoß geeignet beschleunigter Elektronen (Abschnitt II, 1). Sie treten dann in einen Beschleunigungsraum und werden von einem Magnetfeld zum Halbkreis gebogen. In den zweiten Beschleunigungsraum treten jetzt nur Ionen einer Geschwindigkeit ein. Es folgt nun zunächst eine seitliche Ablenkung in einem elektrischen Querfeld, um eine nochmalige Geschwindigkeitshomogenisierung zu bewirken. Nach der Umladung zieht ein weiteres Querfeld die noch vorhandenen Ionen heraus, und der homogene Atomstrahl tritt durch zwei Spalte zur Auffangkammer.

Nach einem im Prinzip ähnlichen Verfahren erzeugt Beeck (21) homogene Atomstrahlen. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2. *A* ist ein gasgefüllter Raum. Das Gas tritt durch die Blende 1 von 8 mm Länge und 1,5 mm Weite aus und wird in ihr durch Elektronen vom Glühdraht *G* ionisiert. Aus 1 treten Elektronen, Atome und Ionen aus. Durch ein Potential zwischen 1 und 2 werden die Ionen beschleunigt, die Elektronen verzögert. Aus 2 treten Atome und inhomogene Ionen aus. Der Zylinder Z ist positiv gegen die Blenden 2 und 3 geladen [illegible] fokusiert den Ionenstrahl. Die Blenden 2, 3, 4 und 5 liegen auf gleichem Potential. Die Kondensatoren *k* und *k'* erzeugen gleiche, aber entgegengesetzte Querfelder und bewirken zusammen eine Parallelverschiebung des Ionenstrahles, die diesen vom inhomogenen Atomstrahl und von etwaigen Elektronen trennt. Aus 5 kommt ein positiver Ionenstrahl mit einer Geschwindigkeit, die der zwischen 1 und 2 angelegten Spannung entspricht. Im gasgefüllten Raum *B* erfolgt Umladung an dem gleichen Gas wie in *A*. Die mit gleicher Geschwindigkeit weiterfliegenden Neutralteilchen homogener Geschwindigkeit werden durch das Gegenfeld zwischen 6 und 7 von den Ionen und ein Querfeld in *k''* von den Elektronen befreit und fallen dann in den Raum *C*, wo sie z. B. von einem Thermoelement *T* gemessen werden.

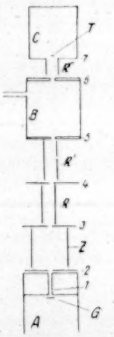


Fig. 2. Homogenisierung von Molekularstrahlen durch Umladung nach Beeck.

Nach dieser Methode können z. B. Argonatomstrahlen von 10^{-9} Ion-Ampere-Äquivalent hergestellt werden. Siehe auch die Arbeit von Beeck und Wayland (22).

Homogene Atomstrahlen zum Zweck der Untersuchung der Lichtanregung von Helium durch Heliumatome erzeugt ebenfalls durch Umladung Maurer (23). Durch Elektronenstoß erzeugte Ionen werden mit 6000 V beschleunigt. Durch Umladung entsteht ein Atom-Ionengemisch, das in einem Kondensator in einen Atom- und einen Ionenstrahl aufgespalten wird. Beide Strahlen sind scharf begrenzt und geschwindigkeitshomogen.

3. Nachweis und Intensitätsmessung.

a) Aufzeichnung.

Kommt es für den Nachweis der Molekularstrahlen nur auf eine genaue Ortsbestimmung an wie beim Nachweis der Aufspaltung beim Stern-Gerlach-Versuch, so benutzt man irgendwelche Flächen, auf denen die Strahlpartikel sich niederschlagen und entweder direkt sichtbar werden

oder einem besonderen chemischen Entwicklungsprozeß unterworfen werden, z. B. Photoplatten. Für Metalle genügt vielfach eine Glasplatte als Auffänger (1).

Für Wasserstoff kann man die reduzierende Wirkung des auftreffenden Strahles zu seinem Nachweis benutzen. Man nimmt dazu Molybdänoxyd (8) oder nach Scheffers und Stark (6) Wolframoxyd WO_3. Die Substanz wird mit Wasser angerührt, auf ein Glasplättchen aufgetragen und getrocknet. Bei mehrstündiger Exposition erscheint an den vom Strahl getroffenen Stellen infolge der Reduktion des Oxydes zu schwarzem Dioxyd ein schwarzer Strich. Da das Dioxyd sich an der Luft wieder zu Trioxyd oxydiert und unsichtbar wird, wird der Fleck nach der Aufnahme möglichst bald photographiert. Diese Methoden haben den Vorteil, daß sie akkumulieren, so daß man bei schwacher Strahlintensität mit langfristigen Expositionen noch zu nachweisbaren Schwärzungen kommt. Zur Intensitätsmessung wurde das Verfahren ausgebildet von Lammert (13), der aus der Erscheinungszeit des Fleckes die Strahlintensität bestimmt.

b) Durch Druckmessung.

Läßt man den Molekularstrahl durch eine enge Öffnung in ein sonst geschlossenes Gefäß treten, so dient die mit einem empfindlichen Hitzdrahtmanometer gemessene Druckerhöhung als Maß der Strahlintensität. Dies Verfahren wurde ausgebildet von Knauer und Stern (24). 1 mm Galvanometerausschlag entspricht einer Druckänderung von $5 \cdot 10^{-9}$ mm. Die Methode ist um so empfindlicher, je tiefer die Temperatur des Manometers und je kleiner das Molekulargewicht des Strahles, sie eignet sich also besonders für Wasserstoff und Helium. Die Genauigkeit läßt sich bis zu 1 Proz. treiben. Über Anwendung des Verfahrens auf Quecksilber vergleiche man die Arbeiten von Johnson (25) und Josephy (26), auf Wasserstoff und Helium auch Zabel (27). Die Anwendung des Pirani-Manometers auf sehr kleine Druckänderungen beschreiben Ellett und Zabel (28).

c) Langmuir-Taylor-Methode.

Bei leicht ionisierbaren Teilchen, also besonders bei Alkaliatomen, ist eine empfindliche und zugleich als quantitative Meßmethode geeignete Art des Nachweises die von Taylor (29) angegebene. Sie beruht auf der von Langmuir gefundenen Tatsache, daß leicht ionisierbare Teilchen, die auf einen glühenden Wolframdraht fallen, ionisiert werden. Die Taylorsche Methode, die darin besteht, den Glühdraht in die Nähe eines ihm gegenüber negativ geladenen Auffängers zu bringen und die Stärke des Ionenstromes vom Draht zum Auffänger zu messen, ist von Scheffers (30) auf Alkalihalogenide angewandt worden. Es bilden sich Molekülionen, weil die Summe von Dissoziationsarbeit und Ionisierungsarbeit größer ist als die Elektronenaustrittsarbeit von sauerstoffbeladenem Wolfram. Über die Behandlung des Wolframdrahtes gibt Taylor Näheres an. Neben der Sauerstoffbeladung ist Thoriumfreiheit von Wichtigkeit. Rabi und Cohen (18) lassen Natrium sich auf dem Draht ansammeln während einer Zeit von etwa 8 Minuten. Danach wird durch plötzliche Heizung das ganze angesammelte Metall ionisiert und die Empfindlichkeit der Methode erhöht.

d) Langmuir-Kingdon-Methode.

Die Langmuirsche Ionisierung am glühenden Wolfram, auf der die im vorigen Abschnitt beschriebene Methode beruhte, bewirkt nach Langmuir und Kingdon (31, 32) bei geeigneter Elektrodenanordnung einen großen Effekt auf den Glühelektronenstrom zwischen dem Wolframdraht und einer Anode, der auf Zerstörung der Raumladung beruht. Der Glühdraht befindet sich in einer zylindrischen Anode. Tritt Gas hinzu, so werden dessen Atome ionisiert und die Raumladung bricht zusammen. Der Elektronenstrom steigt. Der Effekt ist deshalb so erheblich, weil die Ionen in Spiralen um den Glühdraht herumbewegt werden. Zum Nachweis von Molekularstrahlen verwenden den Langmuir-Kingdon-Effekt Estermann und Stern (33).

Es sind 2 Fälle zu unterscheiden, je nachdem, ob der eintretende Molekularstrahl auf dem Anodenblech kondensiert wird oder nicht. Im letzteren Falle genügt oft die Temperatur des Glühdrahtes, die niedergeschlagenen Atome wieder zu verdampfen.

Zur Erhöhung der Meßsicherheit und zur Eliminierung von Druckschwankungen bringen Estermann und Stern noch eine zweite, ganz gleichgebaute Ionisationskammer an. Bei 20 V Anodenspannung erhöht ein Quecksilberdampfdruck von 10^{-6} mm den Emissionsstrom von 2 auf 8 mA; ein solcher von 10^{-1} mm bewirkt eine Erhöhung um 0,15 mA. Ein Quecksilberdampfstrahl von auf $-30°$ C abgekühltem Quecksilber, der im Käfig einen Druck von $4 \cdot 10^{-11}$ mm erzeugt, kann noch bequem nachgewiesen werden. Die Methode ist am empfindlichsten für kleine Ionisierungsspannung und großes Molekulargewicht; sie ist daher ungeeignet für Wasserstoff und Helium. Nach Tykociner (34) kann man den Molekularstrahl in bestimmter Frequenz modulieren und den Elektronenwechselstrom, den man erhält, geeignet verstärken.

e) Thermoelement.

Die Messung von Molekularstrahlen mit dem Thermoelement benutzt die Umsetzung der kinetischen Energie der Strahlen in Wärme. Beeck (21) verwendet ein Thermoelement von 1,8 mm Querschnitt. Es besteht aus einer Kombination von Wismut mit 3 Proz. Antimonbeimengung und Wismut mit 10 Proz. Zinn. Es gibt 120 Mikrovolt pro Grad Celsius, bei gleichem Durchmesser der Drähte. Der Widerstand ist entsprechend dem des Galvanometers 16 Ω. Das Galvanometer hat eine Empfindlichkeit von 11 mm pro Mikrovolt bei 1 m Skalenabstand. Die Drähte sind nach Taylor gezogene Einkristalldrähte. Für Ionenmessungen muß das Thermoelement durch einen 10μ-*Pt*-Draht geerdet werden. Die Empfindlichkeit beträgt $3{,}8 \cdot 10^{-9}$ cal/sec. Sie ist berechnet aus der elektrometrisch gemessenen Ionenintensität. Der zugrunde gelegte Akkommodationskoeffizient ist 0,5. Die Eichung des Thermoelementes für Atomstrahlen geschieht mit Ionenstrahlen desselben Gases, deren Energie elektrometrisch oder galvanometrisch gemessen wird. In der in Abschnitt 2d beschriebenen Beeckschen Versuchsanordnung (Fig. 2) wird zunächst der reine Ionenstrom zwischen den Blenden 6 und 7 elektrometrisch gemessen. Dann wird thermoelektrisch die Summe von Ionenstrahl + Neutralstrahl gemessen; bei Feldeinschaltung zwischen 6 und 7 mißt man im Thermoelement die Neutralstrahlen allein. Die Differenz gibt den thermoelektrischen Wert für den Ionenstrom allein. Die Akkommodationskoeffizienten sind bei großen Geschwindigkeiten für Atom- und Ionenstrahlen praktisch beide gleich 1; bei kleinen Geschwindigkeiten, von der Größenordnung der Wärmebewegung, treten Abweichungen auf, und zwar um so größere, je leichter die Atome sind [vgl. Voorhis und Compton (35)].

f) Elektronenauslösung.

Kallmann, Lasareff und Rosen (20) benutzen als Nachweismethode ihrer Neutralstrahlen die Auslösung von Elektronen aus einer Metallplatte beim Auftreffen des Strahles. Für Ionen ist dieser Effekt untersucht von Oliphant (36), für Atome von Kallmann und Rosen (37). Bei ihrer in Abschnitt 2d beschriebenen Versuchsanordnung messen Kallmann, Lasareff und Rosen ähnlich wie Beeck (voriger Abschnitt) erst die reine Ionenintensität, dann durch Herausziehen der Ionen die reine Neutralstrahlintensität. Der Reflexionskoeffizient der Ionen an der Metallfläche ist höchstens 5 Proz. Der Elektronenauslösekoeffizient ist bei den Ionen ähnlich wie bei den Neutralstrahlen; er hängt nicht allzusehr von der Geschwindigkeit ab, wächst aber bei Geschwindigkeiten oberhalb 200 V. Er hängt von der Vorbehandlung des Auffängers ab [vgl. Jackson (38) sowie Uyterhoven und Harrington (39)].

II. Ionenstrahlen.

1. Ionenquellen.

Die in der Einleitung angedeuteten Probleme, die mit bestimmt gebündelten und beschleunigten Ionenstrahlen zu lösen sind, erfordern zunächst eine möglichst konstante und ergiebige Quelle von Ionen.

a) Glimmentladung.

Die älteste und natürlichste Quelle von Ionen ist eine Glimmentladung, bei der die zahlreichen zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendigen Ionen nutzbar gemacht werden, indem durch geeignete Elektrodenanordnungen für die Herausführung der Ionen aus der Entladungsbahn gesorgt wird. Die praktische Verwirklichung dieses Prinzips ist das Kanalstrahlrohr. Bei diesem entstehen die Ionen in der Entladung und erhalten im kathodischen Dunkelraum ihre gesamte Beschleunigung; sie sollen daher im zweiten Teil dieses Abschnittes besprochen werden. Hier wollen wir uns mit solchen Ionenquellen befassen, die als selbständige Elemente getrennt von der Beschleunigung bestehen.

b) Elektronenstoß. Niedervoltbogen.

Die Erzeugung von Ionen durch den Stoß von Glühelektronen ist die am besten definierte Art der Ionenerzeugung, sie erlaubt die Wahl der Ionisierungsstärke und bietet außerdem den Vorteil, daß die Ionen bei ihrer Erzeugung nur die thermische Geschwindigkeit der Gasatome besitzen, also als Ausgang für homogene Ionenstrahlen sehr geeignet sind. Über die Anwendung des Elektronenstoßes zur Ionenerzeugung stellt Goldmann (12) Versuche an. Der Ionenstrom steigt danach nicht proportional dem Elektronenstrom. Oberhalb 25 V ist ein starker Anstieg des Ionenstromes; von 100—220 V bleibt er fast konstant. Eine besondere Zugspannung, die vielfach zum Herausziehen der Ionen aus dem Ionisierungsraum angelegt wird, kann fortbleiben. Die Ionen diffundieren durch einen Kanal, die Ionendüse, infolge ihres eigenen Konzentrationsgefälles heraus. Über dem Kanal wird durch starkes Pumpen eine Druckdifferenz aufrechterhalten. Der Kanal besteht aus Metall, ist eng zu halten und feldfrei. Hinter dem Kanalende werden dann die Ionen beschleunigt und gleichzeitig die Elektronen zurückgehalten. Als günstig erweist sich eine Düse von 4 mm Länge und $0{,}5 \cdot 4$ mm² Querschnitt.

Beeck (21) benutzt ebenfalls die Goldmannsche Ionenquelle. Das Gas strömt durch eine Kapillare in einen Raum, aus dem es durch eine 1,5 mm weite Röhrenblende angesaugt wird. In dieser wird ionisiert durch Elektronen, die von einem queraxial verlaufenden Glühdraht kommen. Die Elektronenenergie wird unter dem zweiten Ionisierungspotential gehalten.

Auch Kallmann und Mitarbeiter (20) bilden die Ionen durch Elektronenstoß. Bei ihrer Anordnung treten die Elektronen vom Glühdraht zwischen zwei Gitter, durch die der Stoßraum abgegrenzt wird. Die Ionen diffundieren auch hier zu ihrem Beschleunigungsraum.

Für massenspektroskopische Zwecke erzeugt Taylor (40) Ionen durch Elektronenstoß. Durch eine Kapillare eintretendes Gas wird durch Elektronen von 1500 V Geschwindigkeit ionisiert.

Ionisierung durch Glühelektronen benutzen ferner Lawrence und Livingston für ihren magnetischen Resonanzbeschleuniger (41); siehe Abschnitt II, 2d. Bei dieser Versuchsanordnung läuft der Ionenstrahl zwischen zwei Magnetpolen jeweils in einem halbkreisförmigen Faradaykäfig. Der Elektronenstrahl trifft senkrecht zwischen den Elektroden auf Wasserstoff von niedrigem Druck; so stören keine Metallteile die elektrische Symmetrie. Es entstehen langsame Ionen, ein für die Fokusierung günstiger Umstand. Der Elektronenstrahl wird magnetisch fokusiert. Die Glühdrähte sind mit wassergekühlten Mänteln umgeben, so daß starke Elektronenströme ermöglicht werden. Das Drahtsystem ist beweglich, so daß die größte Ionisation in dem günstigsten Punkt erzielt werden kann.

Ionisierung durch Elektronenstoß verwenden weiter Crane, Lauritsen und Soltan für ihren Mehrfachbeschleuniger als Ionenquelle (42); siehe Abschnitt II, 2d. Die Ionenquelle sitzt hier im Ende der inneren Elektrode des oberen Rohres (Fig. 8). Sie besteht aus einem Glühdraht und einer Anode, zwischen denen 1000 V Spannung angelegt werden. Helium oder Wasserstoff strömt durch ein Nadelventil ein und zusammen mit dem Ionenstrahl durch ein Loch von 3 mm unten ab. Im Ionisierungsraum herrschen 10^{-2} bis 10^{-3} mm Druck, im Hauptrohr 1 bis $5 \cdot 10^{-4}$ mm. Bei 0,5 Amp. Elektronenstrom treten 200 Mikroampere Ionenstrom durch das Loch. Auf den $3^1/_2$ Meter entfernten Auffänger treffen noch 30 Mikroampere Ionenstrom.

Für Ionisierungsversuche an Edelgasen durch beschleunigte Magnesiumionen bedienen sich Mouzon und Smith (43) des Elektronenstoßes zur Ionenerzeugung. Ihre Ionenquelle ist ähnlich wie die von Dempster (44). Ein Eisenzylinder von 2,5 cm Länge und 2,1 cm Durchmesser enthält Magnesium. Er hat ein 1 mm weites Loch, durch das Magnesiumdampf bei schwacher Rotglut des Zylinders austritt. 2 mm unterhalb des Zylinders in Richtung des Loches befindet sich ein horizontaler thorierter Wolframdraht. Die Elektronen werden vom Wolframdraht gegen den Zylinder beschleunigt und ionisieren die *Mg*-Atome. Die Ionen erhalten eine Beschleunigung gegen den Glühdraht und einen Eisenschutzzylinder und treten durch einen Spalt in die weitere Apparatur.

Die hier beschriebenen Ionenquellen sind verwandt mit denen, die von einem mit fremdgeheizter Glühkathode betriebenen Niedervoltbogen ausgehen. Als Beispiel zeigt Fig. 3 die

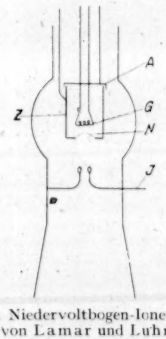


Fig. 3. Niedervoltbogen-Ionenquelle von Lamar und Luhr.

Ionenquelle von Lamar und Luhr (45). Der Glühdraht *G* besteht aus Wolfram mit herumgewundenem Nickeldraht, der mit Barium- und Strontiumoxyden bedeckt ist. Zwischen dem Draht und der Anode *A* geht ein Bogen in Wasserstoff über. Der Nickelzylinder *Z* von 4 cm Länge und 3 cm Durchmesser ist negativ gegen die Anode, er wird nicht von Elektronen getroffen. Er trägt unten das Netz *N* und dient zur Fokusierung der Ionen. *Z* liegt auf — 200 V gegen *G*; *J* liegt auf — 300 V gegen *G*. Die Bogenspannung zwischen *A* und *G* ist 25–50 V; die Stromstärke 1 Ampere; der Druck: 0,2–0,6 mm. Durch *J* treten 0,5 mA Ionen, zu etwa 98 Proz. H^+.

Je höher die Bogenspannung ist, desto mehr Ionen werden erzeugt. Der Protonenanteil hängt von der Spannung ab und geht bei einer bestimmten Spannung durch ein Maximum. Er hängt weiter vom Druck ab. Nach dem gleichen Prinzip bauen eine Niedervoltbogen-Ionenquelle Tuve, Hafstad und Dahl (46); ähnlich ist auch die von Fowler und Gibson (47) konstruierte.

Diese Ionenquellen liefern einige Milliampere Ionenstrom, aber nur durch große

Austrittsöffnungen von 5–10 mm Querschnitt. Das erfordert zu große Pumpanlagen und enormen Gasverbrauch. Auch die Fokusierung bereitet große Schwierigkeiten. Deshalb gehen Tuve, Dahl und Hafstad (nach dem Vorgang von Mohler) zum Prinzip der

c) Kapillarbögen

über (48). Das Prinzip erläutert die Fig. 4. *A* ist ein Stahlzylinder, in den eine Kapillare *B* von 3,5 mm Durchmesser und 18 mm Länge gebohrt

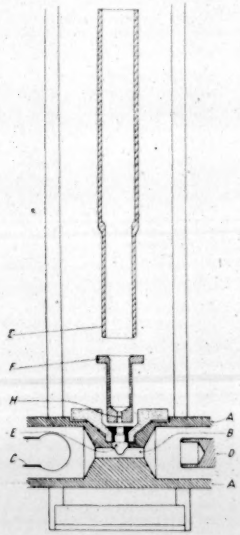


Fig. 4. Kapillarbogen-Ionenquelle nach Tuve, Dahl und Hafstad.

ist. Der Bogen geht über zwischen der Oxydkathode *C* und der Stahlanode *D*. Die Ionen werden durch die 5 mm weite Seitenbohrung *E* zu der Stahlelektrode *F* gezogen, die bei *H* eine Bohrung von 1 mm Weite und 4 mm Länge trägt und gegen *A* isoliert und auf negativer Spannung gehalten wird. Zwischen *F* und der Elektrode *L* liegt eine Spannung von 2–15 kV, während *F* gegen *A* 100–4000 V negativ ist. Form und Abstand der als Ionenlinse wirkenden Strecke *L F* kann in weiten Grenzen variiert werden.

Bei 250 Watt im Bogen und 10 ccm Gaseinlaß pro Stunde konnten durch die Sondenöffnung von 1 mm² kontrollierbare positive Ionenströme bis zu 1,5 mA erzielt werden.

Auf dem gleichen Prinzip ist der Kapillarbogen von Lamar, Samson und Compton (49) aufgebaut. Diese Verfasser arbeiten mit einer Bogenspannung von 60–140 V. Der wesentliche Unterschied gegen die Tuvesche Konstruktion besteht darin, daß die Hilfselektrode zum Herausziehen der Ionen aus dem Bogen fortgelassen wird. Das vereinfacht die Konstruktion und erleichtert die Fokusierung der Ionen. Es gelang, 4,2 mA Ionenstrom in einen Strahl von 12 mm Weite zu konzentrieren. Die massenspektroskopische Untersuchung ergab, daß die zwei- und dreiatomigen Ionen in der Mehrzahl sind, der Anteil der Protonen beträgt 5–20 Proz.

Einen Niedervoltbogen zur Erzeugung von Quecksilberionen benutzen Sloan und Lawrence (50). Eine Niedervolt-Hochstromentladung mit Glühkathode erzeugt Ionen, die von einer Raumladungswolke fokusiert werden.

Eine Diskussion der verschiedenen Typen von Ionenquellen findet sich in der Arbeit von Tuve, Hafstad und Dahl (51).

d) Abreißbogen und Funken.

Dempster (52) untersucht verschiedene andere Formen der Ionenquellen auf ihre Brauchbarkeit für massenspektroskopische Zwecke. Aus einem unterbrechenden, mit Stimmgabel betätigten Abreißbogen von 30 V Spannung werden die Ionen durch einen Kondensator herausgezogen und mit 3000 V beschleunigt. Bei einer Schlitzweite von 2 mm wird eine Ionenstromstärke von 10^{-12} A erreicht.

Weiter untersucht der gleiche Verfasser den als „hot spark" bekannten kondensierten Funken auf seine Brauchbarkeit als Ionenquelle. Die Ionen der sekündlich erfolgenden Entladungen zwischen einer Elektrode und einem mit Loch versehenen Molybdänblech werden hinter diesem auf 20 kV beschleunigt. Wegen des zu hohen Gasdruckes im Funken erhält man keine definierten Ionenstrahlen.

Ähnlich arbeitet ein an einen Hochfrequenzfunkenkreis induktiv gekoppelter Funke (Teslaschaltung). Bei gutem Vakuum erhält man scharfe Strahlen und im Massenspektrographen gut definierte, allerdings breite Thomson-Parabeln der verschiedenen Ionen.

e) Ionen aus Oberflächen.

Den Austritt von Protonen aus metallischem Lithium bei Elektronenbombardement beschreibt Dempster (44). Auch Goldmann (12) beschreibt diese Ionenquelle und findet, daß bei einem Bombardement mit 110-V-Elektronen ebenso stark wie Lithium auch Natrium, Kalium und Natrium-Kaliumlegierung Protonen

emittieren, ferner Lithiumamalgam, Natriumazid, Palladiumblech sowie dünne Schichten von *Na* und *K* auf *Pt*, *Pd*, *Ag* und *Ni*.

Sehr wichtig für die Erzeugung von Ionenstrahlen ist als Quelle der Austritt von Metallionen aus erhitzten Salzen oder Salzgemischen. Am bekanntesten ist als emittierende Substanz für Metallionen die Kunsmannsche Paste (53, 54), die aus Eisenoxyd mit einem Zusatz von $^1/_2$ 1 Proz. der Oxyde oder Nitrate der zu untersuchenden Elemente besteht und nach Reduktion bei hoher Temperatur starke Ionenemission zeigt. Die Zusammensetzung der von Kunsmannsubstanz emittierten Strahlung untersucht Beeck (55). Weitere Untersuchungen an Kunsmannquellen stellt Nordmeyer (56, 57) an.

Für Alkali-Ionen entwickelt Koch (58) eine der Kunsmannquelle ähnliche besonders ergiebige Ionenquelle. Statt der bei der Kunsmannpaste wirksamen Eisenoberfläche nimmt Koch Wolfram, das als Pulver mit Alkalichlorid gemischt wird, nachdem das Wolframpulver bei hoher Temperatur ausgeheizt wurde. Die Form der Kochschen Ionenquelle zeigt

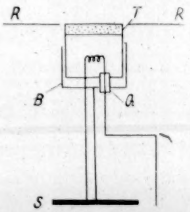


Fig. 5. Alkali-Ionenquelle nach Koch.

Fig. 5. *T* ist der Topf, der die Wolframpulverschicht von 2–2,5 mm Dicke enthält. Die glühenden Teile sind aus Molybdänblech. Der Sockel *S* trägt den Topf und den Schutzring *RR* aus Nickel. Die Glühwendel besteht aus 0,3 mm Wolframdraht und ist durch ein Quarzrohr *Q* nach außen geführt. Der Topf steht auf dem Molybdänblech *B*, das auf einem Ring aus Wolframdraht liegt. Die emittierende Oberfläche beträgt 1 cm². Eine Kaliumanode gibt z. B. $3 \cdot 10^{-6}$ A/cm² 35 Stunden lang. Die langsam fallende Emission läßt sich durch Nachregulierung der Heizung konstant halten. Die mit einer solchen Glühanode erzeugten Ionen sind so homogen in der Geschwindigkeit, daß man bei der Thomson-Methode in einem Rohr nach Lukanow und Schütze (80) statt der Parabeln Punkte erhält.

Außer der Kunsmannpaste sind noch eine Reihe von anderen Substanzen verschiedener Zusammensetzung zur Ionenemission ausprobiert worden. So erzeugt Brewer (59) Kalium-Ionen aus einer glühenden Platinscheibe, die mit einer kaliumhaltigen Masse bedeckt ist. Sie besteht aus einer Mischung von K_3PO_4 mit Basalt, die im Vakuum auf Rotglut erhitzt wird und Kaliumionen emittiert.

Ähnliche Ionenquellen beschreibt Mentrup (60). Mit synthetischen Alkali-Aluminiumsilikaten arbeiten Blewett und Jones (61). Weiter sind hier zu nennen die Untersuchungen von Jones (62) (Li^+ und K^+), Sampson und Bleakney (63) (*Ba*, *Sr*, *In*, *Ga*, *Li*, *Na*-Ionen) sowie Ramsauer und Beeck (64), die mit einem mit Alkaliamalgam durchtränkten Platin- oder Platin-Iridiumstreifen arbeiten.

Ähnliche Ionenquellen behandelt Bainbridge (65). Quellen für *Ga*-, *In*- und *Tl*-Ionen nach dem Kunsmannschen Prinzip beschreiben ferner Powell und Brata (66, 67).

Nach neueren Untersuchungen eignen sich als Ionenquellen der Alkalien und Erdalkalien die Schmelzen von Gläsern. Bondy und Vanicek (68) erzeugen die Ionen aus den Glasschmelzen durch genügende Erhitzung eines waagerechten siebartig durchlöcherten Platinträgers. Als Glasschmelzen wurden teils handelsübliche Gläser, teils eigens hergestellte benutzt.

Die meisten Gläser senden bei Erhitzung positive Ionen aus. Sind in der Glasschmelze Alkalien vorhanden, so wird zuerst vorwiegend das Element kleinster Ionisierungsspannung emittiert. Mit steigender Temperatur folgen die anderen Alkalien nach ihrer Ionisierungsspannung. In der emittierenden Oberfläche tritt eine Verarmung an Ionen hoher Ionisierungsspannung ein. Zum Schluß ist das Element kleinster Ionisierungsspannung Träger der Emission. Die Elemente kleinerer Ionisierungsspannung als die des erzeugenden Ions dürfen in der Schmelze nicht enthalten sein.

Mit der Ionenemission von geschmolzenen Gläsern befassen sich auch Bondy und Popper (69) und Murawkin (70, 71, 72). Letzterer gibt an, daß die Emission von Jenaer Glas die 550fache Emission einer Kunsmannschen Paste ergibt.

f) Langmuir-Ionen.

Im ersten Teil dieses Berichtes, Abschnitt I, 3c, besprachen wir den Langmuirschen Effekt der Ionisierung von Alkaliatomen, die auf einen glühenden Wolframdraht fallen. Dieser Effekt ist ebenfalls zur Erzeugung von Ionen für Ionenstrahlen verwendet worden von Moon und Oliphant (73) und von Keck und Loeb (74). Ein Kaliumatomstrahl fällt auf einen Platinstreifen von 1000° C im hohen Vakuum. Es wird

ein Ionenstrom von $2 \cdot 10^{-4}$ A/cm² erhalten. Die Methode gestattet besonders homogene Ionenstrahlen zu erzeugen. Bei 340-V-Strahlen hatten 60 Proz. der Ionen weniger als 25 V Geschwindigkeitsstreuung.

2. Beschleunigung der Ionen.

Die Ladung, die die Ionen tragen, ermöglicht ähnlich wie bei den Kathodenstrahlen eine weitgehende Beherrschung der Richtung und der Geschwindigkeit der Strahlen durch geeignete elektrische und magnetische Felder. Während aber bei den Elektronenstrahlen infolge ihrer kleinen Masse die Elektronenoptik zu hoher Vollkommenheit gebracht werden konnte, steckt die Ionenoptik noch in den Anfängen (vgl. Abschnitt II, 2e).

a) Kanalstrahlröhren.

Im Kanalstrahlrohr fällt der Ort der Ionenerzeugung mit dem Ort der Beschleunigung der Ionen zusammen, nämlich in dem Kathodendunkelraum der Glimmentladung. Die erreichbare Höchstgeschwindigkeit im Kanalstrahlrohr ist also begrenzt durch die erreichbare Höhe des Kathodenfalles. Außerdem sind die Ionenstrahlen in ihrer Geschwindigkeit inhomogen, da der Ort der Erzeugung der Ionen innerhalb des Kathodendunkelraumes verschieden ist und daher verschieden große Beschleunigungen auftreten. Durch Umladungen treten ferner sowohl neutrale Strahlen wie solche von doppelter Ladung auf mit entsprechend anderen Geschwindigkeiten. Trotz dieser zusammengesetzten Natur der Kanalstrahlen kommt ihnen auch heute noch große Bedeutung für die verschiedensten mit Materiestrahlung zu lösenden Probleme zu, vor allem für die Untersuchung von Leuchtvorgängen, Zertrümmerungsprozessen und massenspektroskopischen Problemen.

Die in den letzten Jahren bei der Konstruktion von Kanalstrahlröhren gemachten Fortschritte erstrecken sich sowohl auf die erreichte Intensität der Strahlen wie auf die Geschwindigkeit. Zur Untersuchung von Leuchtvorgängen, bei denen es auf große Intensität ankommt, benutzen Frerichs und Bomke (75, 76) ein bis 80 cm langes Entladungsrohr aus Quarz, durch welches das Gas zirkuliert. Die Anode besteht aus einem Molybdänblechteller, der beim Betrieb weißglühend wird. Der Kanal besteht z. B. bei Bomke (77) aus einem 2,5 cm langen, $0{,}5 \cdot 5$ mm weiten Schlitz in Eisen oder Aluminium. Die Intensität des mit diesem Rohrtyp erzeugten Wasserstoffkanalstrahls genügte zur Aufnahme des Starkeffekts der Lymanserie im Vakuum-Gitterspektrographen, und zwar sowohl des Längs- wie des Quereffektes. Die Betriebsspannung dieser Rohre betrug 10–20 kV.

In die Kanalstrahltechnik wurde eine neue Rohrtype, das Ganzmetallrohr, eingeführt von Oliphant und Rutherford (78). Das Rohr ist dargestellt in Fig. 6.

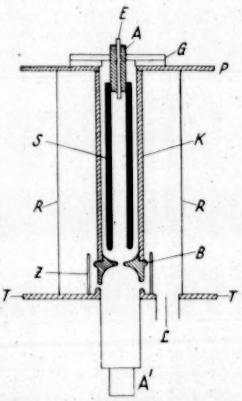


Fig. 6. Ganzmetall-Kanalstrahlrohr nach Oliphant und Rutherford.

Auf dem Metallteller T steht das Glasrohr R, das von der Stahlplatte P geschlossen wird. An dieser ist der Kathodenzylinder K mit dem durchbohrten Stahlbock B befestigt. Durch die Glasplatten G ist die Anode isoliert gehalten, die aus einem ölgekühlten Block A mit dem Einlaßkanal E für Wasserstoff und dem in 4 mm Abstand von der Kathode gehaltenen Stahlrohr S besteht. Die Länge von K beträgt 1 m, der Durchmesser 12 cm. Der Stahlzylinder Z schützt das Glasrohr vor Bestäubung. Bei L ist der Ansatz zur Pumpleitung; bei A' ist ein Auffänger. Zwischen Anode und Kathode liegen 20 kV, die Nachbeschleunigung (siehe folgenden Absatz) erfolgt durch 200 kV zwischen B und T. Die Entladungsstromstärke im Kanalstrahlrohr ist bis 100 mA. Bei 20 mA Entladungsstrom mißt man am Auffänger 1 mA Ionenstrom.

Die Vorteile der Ganzmetallrohre sind große Belastbarkeit, Fortfall der Wandungen und Wandbestäubungen und wahrscheinlich besonders günstige Ausbildung des Kanalstrahlpinsels vor der Kathode. Systematische Untersuchungen über den Mechanismus der Kanalstrahlerzeugung in Ganzmetallrohren stellen Seemann und Orban (79) an. Die Verfasser arbeiten mit selbständigen Entladungen bei sehr kleinen Drucken.

Es gelingt ihnen, einen großen Bruchteil der Ionen durch die Kanalstrahldüse herauszuziehen. Ausbeutesteigerung wird erreicht durch Wegverlängerung der Elektronen, die durch Reflexion an der glockenförmigen Anode erreicht wird. Wie bei Oliphant und Rutherford ist eine genaue Zentrierung der Elektroden zum Kanal erforderlich; kleinste Änderungen der Form und Justierung bewirken große Unterschiede in der erzielten Intensität. Bei einem Kanal von 0,5 mm Weite und 6 mm Länge werden 0,5 mA Ionenstrom erreicht.

Für massenspektroskopische Zwecke, und zwar einen Thomsonspektrographen, verwenden Lukanow und Schütze (80) ein Ganzmetall-Kanalstrahlrohr ähnlich dem Rutherfordschen. Die Kathode trägt bei ihnen einen Zapfen, dessen Ende abgerundet und trichterförmig ausgebohrt ist; er ragt in den Entladungsraum hinein und hat eine solche Länge, daß der Kanalstrahlpinsel die größte Intensität und die schärfste Bündelung zeigt.

Ein ähnliches Ganzmetallrohr für spektroskopische Zwecke benutzt Ritschl (81). Es erzeugt Heliumkanalstrahlen von so großer Intensität, daß damit der Starkeffekt der gelben Heliumlinie im Fabry-Perot-Interferometer untersucht werden konnte.

Zur Untersuchung der Polarisation des Kanalstrahlleuchtens im Magnetfeld verwenden eine ähnliche Rohrtype Stark, Ritschl und Bomke (82). Die ganzmetallische Kathode wird hier gebildet von der Bohrungswand des großen Weißmagneten, während die Anode ein durch einen Quarzzylinder isoliert gehaltener Messingzylinder ist (Fig. 7).

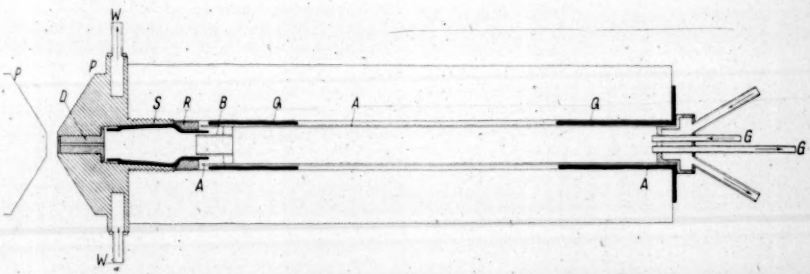


Fig. 7. Ganzmetall-Kanalstrahlrohr in der Bohrung eines Magnetpoles nach Stark, Ritschl und Bomke.

P, P sind die Magnetpolschuhe. Das Anodenrohr A sitzt in der Bohrung des Magnetpoles und wird durch 2 Quarzzylinder Q in 1–2 mm Abstand von der Wandung der Magnetpolbohrung gehalten. Der Kopf der Anode trägt eine Wasserkühlung. Der Quarzschliff S schützt den Teil der Metallwand, der nicht mehr gegenüber dem Anodenrohr steht, vor der Entladung, die also nur an der Stirnfläche der Kanalstrahldüse D ansetzen kann. Ein Metallblock B im Ende der Anode schützt den Quarzschliff vor Bestäubung, während der Metallring R dafür sorgt, daß der Abstand Anode-Kathode nirgends 1–2 mm übersteigt. WW ist die Wasserkühlung des Polschuhs, GG Gas-Ein- und -Auslaß. Alle Dichtungen gegen Außenluft, die nicht gelötet werden konnten, sind mit Apiezonkitt hergestellt.

Über die Erzeugung von Metallionen im Kanalstrahlrohr vgl. Bainbridge (82a). Die zu untersuchenden Elemente oder ihre Halogensalze werden in die Kathode eingeführt. Siehe auch Aston (104).

b) Kanalstrahlrohre mit Nachbeschleunigung.

Mit der Beschleunigung der Ionen im Kathodenfall des Kanalstrahlrohres kommt man an eine Grenze durch die Spannung, die man direkt an ein solches Anlegen kann und die wohl 100 kV nicht leicht überschreiten dürfte. Nach dem Vorgang von W. Wien und Hoffmann (83, 84) trennt man daher das Kanalstrahlrohr, das im wesentlichen als Ionenquelle zu dienen hat, vom Nachbeschleunigungsfeld. Kanalstrahlrohr und Beschleunigungsraum sind dabei häufig durch enge Kanäle getrennt, so daß im letzteren durch starkes Pumpen ein hohes Vakuum aufrechterhalten werden kann. Dies ermöglicht das Anlegen extrem hoher Spannungen. Je höher das Beschleunigungspotential im Vergleich zur Kanalstrahlspannung ist, desto homogener wird die Geschwindigkeit der Strahlen [Gerthsen (85)].

Durch Anwendung der Wienschen Nachbeschleunigung gelang es Cockroft und Walton (86, 87) zum erstenmal, künstliche

Atomzertrümmerung mit Protonenstrahlen zu erzielen. Sie bauen ein Kanalstrahlrohr, an das eine Nachbeschleunigungsspannung von 800 kV angelegt wird. Am Rohr selbst liegen 60 kV Wechselstrom. Das Nachbeschleunigungsrohr besteht aus zwei Glaszylindern, zwischen denen eine Stahlplatte als Elektrodenhalter sitzt, die sich auf mittlerem Potential befindet. Der Kanal hat 1,5 mm Querschnitt und 10 mm Länge. Die Justierung des Rohres zur Kathode ist unter Vakuum möglich, da die richtige Justierung für die Intensität von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Gute Ausgasung aller Teile ist notwendig, um auf hohes Potential zu kommen. Die erreichbare Spannung wird begrenzt durch Funkenbildung an den Piceinkittstellen. Am Auffänger werden Protonenströme von 10 Mikroampere erreicht.

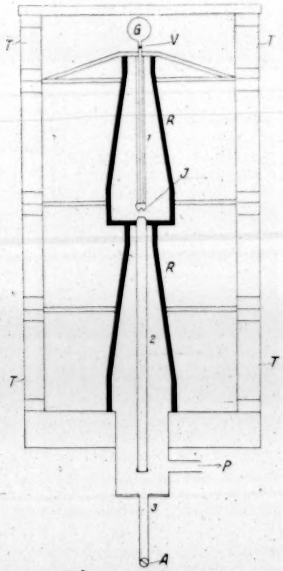


Fig. 8. Zweifaches Nachbeschleunigungsrohr nach Crane, Lauritsen und Soltan.

Mit Nachbeschleunigung der Kanalstrahlionen arbeiten auch Oliphant und Rutherford (78) in dem bereits beschriebenen Ganzmetallkanalstrahlrohr (Fig. 6). Es gelingt ihnen, Protonenströme von 100 Mikroampere auf 200 kV zu beschleunigen. Die Verfasser finden, daß Öldiffusionspumpen besser geeignet sind als *Hg*-Pumpen, da letztere die an den Elektroden ansetzenden autoelektronischen Entladungen zu begünstigen scheinen.

Ähnliche Versuche beschreibt Kirchner (88).

Zweifache Beschleunigung von Ionen, die durch Elektronenstoß erzeugt wurden, verwenden Crane, Lauritsen und Soltan (42) (Fig. 8). Das Rohr wird betrieben von einem 1-Million-Volt-Kaskaden-Trafo. Das Hochspannungsende wird mit der Elektrode 1 verbunden. Diese enthält an ihrem unteren Ende die Ionenquelle *J* (Glühelektronenstoß). Das Gas befindet sich im Ballon *G* und tritt durch das Ventil *V* in die Elektrode ein. Die Mitte des Transformators liegt an dem Rohr 2, die Erde an 3, *A* ist der Auffänger. Die in der positiven Phase des nicht gleichgerichteten Wechselstroms auftretenden Elektronen werden durch ein Magnetfeld abgelenkt. Bei *P* wird abgepumpt. *T*, *T* sind die Isolationstürme aus Glas, *R*, *R* die Vakuumrohre aus Porzellan mit (nicht gezeichneten) Riefelungen.

c) Vielfach unterteilte Beschleunigungsrohre.

Zur Beschleunigung von Ionen in Rohren mit höchsten Spannungen, von der Größenordnung 10^6 V, benutzt man vielfach unterteilte Rohre. So zeigt Fig. 9 den Teil eines Kaskadentyprohres nach Tuve, Hafstad und Dahl, das

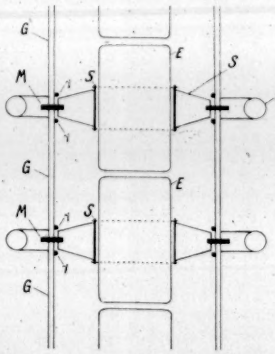


Fig. 9. Teil eines vielfach unterteilten Kaskadenrohres nach Tuve, Hafstad und Dahl.

für die Beschleunigung von Ionen mit extrem hohen Spannungen gebraucht wird, wie sie von der elektrostatischen Generatoren nach van de Graaff geliefert werden (51, 89). *r* sind innere Schutzringe, *S* Justierschrauben für die Elektroden *E*. Die Glaszylinder *G* aus Bleiglas sind durch die Messingringe *M* voneinander getrennt.

Die Elektroden werden gehalten von je 4 dünnen Stützen *S*. *R* sind Koronaschutzringe, zwischen denen ein Koronastrom von 150 Mikroampere dauernd übergeht. Die Röhren werden mit 150 kV je Röhrenteil betrieben und lassen sich beliebig verlängern. Die Elektroden tragen an ihren Enden Stahlringe. Die Rohrteile sind mit Picein aneinandergekittet.

Diesem Rohrtyp verwandt sind die Beschleunigungsrohre, die von Brasch und Lange für höchste Spannungen gebaut wurden (90, 91, 92). Die Rohre bestehen aus Scheibenringen, die abwechselnd aus Metall, Hartpapier und Gummi hergestellt sind. Ein Rohr für $2{,}5 \cdot 10^6$ V ist 75 cm lang, hat 10 cm Querschnitt und ist außen mit Öl isoliert. Es wird mit Stoßentladungen gearbeitet, 1 Stoß in der Sekunde entspricht einem Dauerstrom von 1 mA.

d) Multiplikationsmethoden.

Die für Atomkernumwandlungen benötigten hohen Energien erfordern hohe Beschleunigungen der Ionen und infolgedessen besondere technische Vorkehrungen, um das Anlegen so hoher Spannungen an Vakuumrohre zu ermöglichen. Hohe Ionengeschwindigkeiten lassen sich aber auch erreichen ohne entsprechend hohe Potentiale, wenn für eine periodisch wiederkehrende Beschleunigung mit jedesmal der gleichen kleinen Spannung gesorgt wird. Auf dem Multiplikationsprinzip beruhen verschiedene Verfahren.

So erzeugen Sloan, Coates und Lawrence (50, 93, 94) durch vielfache geradlinige Beschleunigung Ionen hoher Geschwindigkeit. Das Prinzip ihrer Methode, das von Wideroë (93a) angegeben wurde, erläutert Fig. 10. Es benutzt

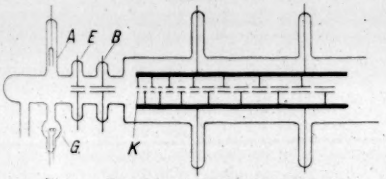


Fig. 10. Geradliniger Vielfachbeschleuniger nach Sloan, Coates und Lawrence.

36fache Beschleunigung der vom Glühdraht *G* und der Anode *A* erzeugten Ionen, die von der Elektrode *E* herausgezogen und von *B* zum erstenmal beschleunigt werden. *K* sind die Kupferrohrelektroden, die abwechselnd mit den entgegengesetzten Enden der Induktionsspule eines Schwingungskreises verbunden sind.

Jedes Rohr muß eine Länge haben, die gleich der Quadratwurzel aus seiner Nummer in der ganzen Reihe mal der Länge des ersten Rohres ist. Für jede Frequenz des Schwingungskreises existiert eine Spannung, die Synchronismus zwischen Ionenbewegung und Wechselfeld ergibt. Bei 29,8-m-Wellen und 79 kV erhält man $2{,}85 \cdot 10^6$-V-Ionen. Die Energie der Ionen läßt sich aus dem mittleren Potential mal der Zahl der Beschleunigungen bestimmen, oder auch aus der Frequenz, denn die Ionen müssen exakt in der Halbperiode durch die Beschleunigungsstufen durchtreten. Schließlich wird sie direkt gemessen durch die Größe des elektrischen Feldes, das die Ionen um einen bestimmten Betrag ablenkt. Alle drei Methoden geben befriedigende Übereinstimmung. Die Ionenstromstärke ist von der Größenordnung 10^{-8} A. Dieselbe Methode verwendet auch Thibaud (101).

In einer anderen Anordnung von Sloan (95) erfolgt die Beschleunigung der Ionen nach dem gleichen Prinzip, aber nur in zwei Stufen. Ein großer Radiooszillator mit nicht gleichgerichteter Wechselstromanode sendet Hochfrequenz in eine 50-m-Wellenantenne, die nicht isoliert aufgespult in einem Metallvakuumtank sitzt. Im Innern des Rohres entstehen Potentiale von 800 kV. Am Hochspannungsende der Spule sitzt ein wassergekühlter, an den Enden offener Zylinder. Ist dieser negativ geladen, so wird von

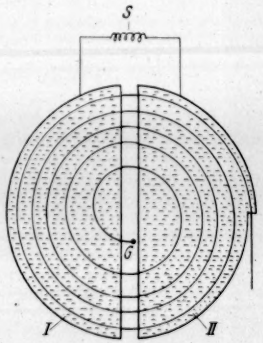


Fig. 11. Magnetischer Resonanzbeschleuniger von Lawrence und Livingston.

der Ionenquelle (Elektronenstoß) ein Ionenstrom von vielen Milliampere in den Zylinder hineingezogen. Nach einer Halbperiode treten die Ionen aus dem feldfreien Innenraum an der andern Seite aus und werden von dem nun positiv geladenen Zylinder abgestoßen und so noch einmal mit der gleichen Spannung beschleunigt.

Das Prinzip des magnetischen Resonanzbeschleunigers von Lawrence und Livingston (96) zeigt Fig. 11. Bei *G* werden durch

Glühelektroden Ionen erzeugt. Sie werden zwischen den Halbkreiselektroden I und II, an denen die Wechselspannung der Induktionsspule S liegt, beschleunigt und beschreiben infolge eines magnetischen Feldes, dessen Kraftlinien senkrecht zur Zeichenebene stehen, halbkreisförmige Bahnen. Da die Zeit zum Durchlaufen jedes Bahnstückes infolge der jedesmal erhöhten Geschwindigkeit gleich ist, treffen die Teilchen jedesmal zu einem Zeitpunkt in die Beschleunigungsstrecke, zu dem sie wieder eine beschleunigende Phase des Wechselfeldes vorfinden.

Bei niedrigem Druck kommt man auf 200 Umläufe der Ionen, so daß der Vervielfältigungsfaktor 400 beträgt. Die Beschleunigungsspannung beträgt 20 kV. Die Ionenstrahlen-Intensität hängt empfindlich vom Elektrodenabstand ab. Von der Peripherie wird der Ionenstrahl durch elektrostatische Felder in den Versuchsraum abgelenkt. Der Magnet erzeugt ein Feld von 13000 Gauß. Die Geschwindigkeitsregulierung der austretenden Ionen erfolgt durch Zwischenschalten verschieden dicker Metall- und Glimmerfolien in den Strahl.

Die Grenze der verwendbaren Magnetfeldstärke ist gegeben durch die bei etwa 18 Kilogauß einsetzende Feldinhomogenität. Die Stromstärke des Ionenstromes erreicht bei 50 mA Elektronenstrom $^1/_3$ Mikroampere. Die Fokusierung durch das Magnetfeld ist so gut, daß praktisch alle Ionen am Auffänger ankommen. Es wurden sowohl Wasserstoff- wie Deuteronenstrahlen erzeugt. Nach dem Prinzip des magnetischen Resonanzbeschleunigers arbeitet ebenfalls Thibaud (101a).

Moon und Harkins (97) gben eine abweichende Form des Resonanzbeschleunigers an, welche die durch Raumladungen bedingten Schwierigkeiten überwindet. Die Raumladung der Ionen begrenzt die erreichbare Beschleunigung. Sie ist bei gegebener Endgeschwindigkeit und gegebenem Magnetfeld proportional der Umlaufszahl der Ionen und kann nur durch Potentialerhöhung verringert werden. Deshalb schlagen die Verfasser vor, anstelle der gewöhnlich verwendeten Duanten Quandraten, Sextanten usw. als Elektroden zu verwenden mit Oszillatoren, die 2- und 3-Phasenpotentiale erzeugen. Die Raumladung könnte dann auf $1/n$ herabgesetzt werden. Die Ionen werden $2n$ mal pro Umlauf beschleunigt. Es läßt sich so eine hohe Endgeschwindigkeit erreichen ohne Verlust an Intensität.

Ein Multiplikationsverfahren zur mehrfachen Beschleunigung, das auf Umladung beruht, beschreibt Gerthsen (98, 99). Die Anordnung ist dargestellt in Fig. 12. Das Kanalstrahlrohr K dient als Ionenquelle. Zwischen K und R_1 findet Nachbeschleunigung durch das Feld E_1 statt. Im Raum R_1 wird durch Umladung ein Teil der Ionen neutralisiert. Diese können mit unveränderter Geschwindigkeit das Gegenfeld E_2 durchlaufen und im Raum R_2 von neuem ionisiert werden. Diese Ionen erhalten im Feld E_3 noch einmal die gleiche Beschleunigung. Bei M lenkt ein Magnetfeld die Ionen zum Auffänger A.

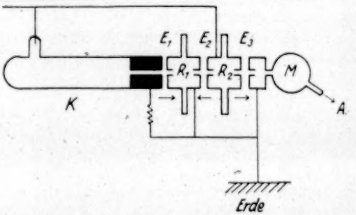


Fig. 12. Mehrfachbeschleunigung durch Umladung nach Gerthsen.

Die Methode wurde zur Vervielfachung einer Grundspannung von 70 kV ausgearbeitet. Durch das Magnetfeld monochromatisch gemachte Ionenströme von 10^{-8} A wurden bequem erreicht. Die Methode läßt sich so lange fortsetzen, bis die Strahlintensität wegen der zu geringen Neutralisierungswahrscheinlichkeit zu klein wird. — Das gleiche Prinzip beschreibt auch Dempster (100).

Ionen hoher Geschwindigkeit ohne Anlegen entsprechend großer Spannung erzeugen nach einem anderen Prinzip Beams und Snoddy (102). Auf einem Leitersystem läuft eine Wanderwelle, die von einem Marxkreis erzeugt wird. Das Beschleunigungsrohr von 3 cm Querschnitt und 160 cm Länge enthält 15 Ringelektroden mit passendem Zwischenraum. Die Elektronen oder Ionen werden zwischen der ersten und zweiten Elektrode mit 28 kV beschleunigt. Das Leitersystem ist an solchen Punkten mit den Zylinderelektroden verbunden, daß ein Strahlteilchen in jedem Elektrodenzwischenraum eine Beschleunigungsspannung vorfindet. Es wurden so mit 12 Elektroden bei 35 kV angelegter Spannung Protonenstrahlen von $2 \cdot 10^6$ V erreicht.

e) Ionenoptik.

Für die Herstellung intensiver Ionenstrahlen ist ganz allgemein die Konzentrierung durch geeignete elektrische und magnetische Felder, also die Ionenoptik, von ausschlaggebender Bedeutung. Dieser Tatsache wird teils im Bau der Röhren und der Formgebung der Elektroden sowie der beschleunigenden Potentialblenden

mehr implizite Rechnung getragen; teils werden spezielle Ionenlinsen verwendet.

Cockroft und Walton (86) ordnen, wie beschrieben, ihr Rohr so an, daß die Elektroden unter Vakuum justierbar sind. Die Intensität des Kanalstrahls erhöht sich bei richtiger Justierung unter Umständen um den Faktor 5, ein Beweis für die Wichtigkeit der richtigen Wahl der geometrischen Bedingungen. Auch Seemann und Orban (79) weisen auf die fundamentale Wichtigkeit der Elektrodenjustierung für die Intensität des Kanalstrahls hin. Die Feldverteilung sorgt für den günstigsten Lauf der Ionen zur Kathode hin. Dem tragen auch Lukanow und Schütze (80) durch die besondere Form ihrer Kathode Rechnung. Wahrscheinlich liegt ein Vorteil der Ganzmetallkanalstrahlröhren in der günstigen Ionenführung.

Mit eigens konstruierten Ionenlinsen arbeiten Tuve, Hafstad und Dahl (48) zur Konzentrierung der in ihrem Kapillarbogen (Fig. 4) erzeugten Ionenströme. Die Konzentrierung der Ionen zum Strahl ist ebenso wichtig wie eine starke Ionenquelle. Bei hohen Ionenstromstärken (viele Milliampere pro Quadratzentimeter) beeinflußt die Raumladung den Strahl.

Das zylindrische Ende der Ionensonde (Fig. 4) dient zusammen mit der zylindrischen 2–15-kV-Elektrode als Ionenlinse. Im weiteren Verlauf des Strahles werden dann weitere elektrostatische Linsensysteme verwendet, die bis zu 23 Linsen enthalten. Es werden Ionenströme von 200–1200 kV fokusiert; auf einem Fleck von 3 mm Querschnitt konnten bis 1000 Mikroampere konzentriert werden..

Die vielfach unterteilten Hochspannungsrohre von Tuve, Hafstad und Dahl (51, 89) (Fig. 9) wirken durch die vielen Feldstufen ebenfalls fokusierend auf den Strahl. Änderung der Spannung am ersten Sektor wirkt wie eine Linse mit veränderlichem Fokus. Zur besseren Zentrierungsmöglichkeit ist die ganze Ionenquelle in einem Umkreis von 10 mm Durchmesser an jede beliebige Stelle zu bringen. Während Sloan und Lawrence (93) nur 10 Proz. ihres Ionenstromes auf den Auffänger konzentrieren konnten, gelingt es Tuve und Mitarbeitern 80 bis 150 Proz. (einschließlich der Sekundäremission) des ursprünglich aus der Ionenquelle gezogenen Stromes auf den Auffänger zu konzentrieren. Sie erreichen dort Ströme bis 20 Mikroampere bei voller Spannung, der Fleck hat 5–10 cm Durchmesser. Größe und Lage des Fleckes wird reguliert durch die an die einzelnen Sektoren angelegte Spannung.

Das Problem der Ionenoptik behandeln im einzelnen Koch und Walcher (103). Für Ionen kommen praktisch nur elektrische Linsen in Frage. Die Verfasser verwenden Knollsche Rohrlinsen. Sie bilden mittels Kaliumionen von 5000 V eine Lochblende auf einen Leuchtschirm ab. Infolge der Raumladung liefert die Ionenabbildung stärkere Vergrößerung als die durch Elektronen bei gleichen Bedingungen. Sie verändert den Potentialverlauf der Linsen und bedingt Verbreiterung des Strahles durch die Ionenabstoßung.

Die wichtigste Anwendung der Ionenoptik ist die Massenspektroskopie, die in letzter Zeit sowohl in der Thomson- wie in der Aston-Methode in vieler Hinsicht weiter entwickelt werden ist, außerdem sind andere Prinzipien zur Anwendung gekommen. Über diese Methoden hat Aston (104) in der neuesten Auflage seines Buches und Mattauch (105, 106) in dieser Zeitschrift ausführlich berichtet.

Als Beispiel einer bewußt durchgearbeiteten Ionenoptik soll hier nur noch die von Smythe, Rumbaugh und West (107) beschriebene Apparatur zur Isotopenanreicherung von Lithium- und Kaliumisotopen besprochen werden. Die Ionenquelle arbeitet mit Kunsmannscher Paste (II, 1e), sie ist dargestellt in Figur 13.

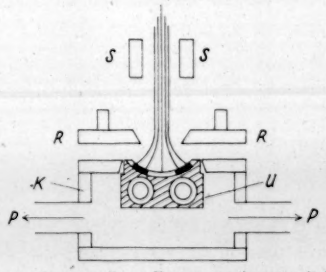


Fig. 13. Ionenquelle zur Erzeugung eines parallelen Ionenstrahles nach Rumbaugh und West.

U ist ein von innen geheizter Block. Die emittierende Substanz ist auf einer Zylinderfläche verteilt (schwarze Flächenteile). *K* ist der wassergekühlte Kasten mit den Pumpleitungen *P*. *RR* ist ein ebenfalls wassergekühlter Spalt. *SS* sind zwei Fokusierelektroden, mit deren Hilfe die Richtung, Konvergenz oder Divergenz des Strahles eingestellt wird.

Genaue Justierung aller Teile ermöglicht die Erzeugung eines Strahles der gewünschten Form. Schon bei einigen Mikroampere treten Raumladungen auf, welche die Fokusierung stören. Deshalb ist nicht die ganze Zylinderfläche mit emittierender Substanz versehen.

Interessant ist die Feldanordnung zur Fokusierung des Strahles (Fig. 14). Der parallele

Ionenstrahl J tritt in das fokusierende Magnetfeld, das von kreisförmigen Flächen begrenzt ist und die gezeichnete Form hat. In F werden die Ionen durch einen 1 mm weiten Spalt auf den Auffänger gesammelt. Bei zwei Isotopen (Kalium) sitzt bei F ein Doppelspalt.

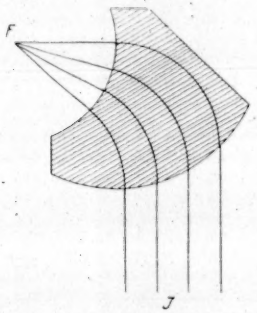


Fig. 14. Feldanordnung zur Fokusierung eines parallelen Ionenstrahles nach Rumbaugh und West.

Das erreichbare Auflösungsvermögen ist nur begrenzt durch die thermische Bewegung quer zum Strahl. 0,1 mA Ionenstrom erreichen den Auffänger. Dabei können 1 mg K^{39} in 7 Stunden gesammelt werden. Es wurden einige Milligramm Li^6 und Li^7 gesammelt, die Maxima liegen 3 cm voneinander getrennt.

Literaturverzeichnis.

1) W. Klabunde und T. E. Phipps, Phys. Rev. **45**, 59, 1934.
2) W. Meißner und H. Scheffers, Physik. Zeitschrift **34**, 48, 1933.
3) J. H. Manley, Phys. Rev. **49**, 921, 1936.
4) J. B. Taylor, Zeitschr. f. Phys. **52**, 846, 1929.
5) M. Kratzenstein, Zeitschr. f. Phys. **93**, 279, 1935.
6) H. Scheffers und J. Stark, Physik. Zeitschrift **37**, 217, 1936.
7) E. Wrede, Zeitschr. f. Phys. **41**, 569, 1927.
8) J. J. Rabi, J. M. B. Kellog und J. R. Zacharias, Phys. Rev. **46**, 157, 1934.
9) H. Kallmann und B. Rosen, Zeitschr. f. Phys. **61**, 61, 1930.
10) H. Kallmann und B. Rosen, Zeitschr. f. Phys. **64**, 806, 1930.
11) O. Beeck, Zeitschr. f. Phys. **35**, 36, 1934.
12) F. Goldmann, Ann. d. Phys. (5) **10**, 460, 1931.
13) B. Lammert, Zeitschr. f. Phys. **56**, 244, 1929.
14) J. L. Costa, H. D. Smyth und K. T. Compton, Phys. Rev. **30**, 349, 1927.
15) J. A. Eldridge, Phys. Rev. **30**, 931, 1927.
16) J. F. Zartmann, Phys. Rev. **37**, 383, 1931.
17) J. Tykocinsky-Tykociner, J. O. S. A. **14**, 423, 1927.
18) J. J. Rabi und V. W. Cohen, Phys. Rev. **46**, 707, 1934.
19) J. Estermann, R. Frisch und O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **73**, 348, 1932.
20) H. Kallmann, W. Lasareff und B. Rosen, Zeitschr. f. Phys. **76**, 213, 1932.
21) O. Beeck, Ann. d. Phys. (5) **19**, 121, 1934.
22) O. Beeck und H. Wayland, Ann. d. Phys. (5) **19**, 129, 1934.
23) W. Maurer, Zeitschr. f. Phys. **96**, 489, 1935.
24) F. Knauer und O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **53**, 766, 1929.
25) T. H. Johnson, Phys. Rev. **31**, 103, 1928.
26) B. Josephy, Zeitschr. f. Phys. **80**, 755, 1933.
27) R. M. Zabel, Phys. Rev. **46**, 411, 1934.
28) A. Ellett und R. M. Zabel, Phys. Rev. **37**, 1102, 1931.
29) J. B. Taylor, Zeitschr. f. Phys. **57**, 242, 1929.
30) H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **35**, 425, 1934.
31) I. Langmuir und K. H. Kingdon, Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 61, 1925.
32) I. Langmuir und K. H. Kingdon, Phys. Rev. **21**, 380, 408, 1923.
33) J. Estermann und O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **85**, 135, 1933.
34) J. Tykocinsky-Tykociner, Phys. Rev. **39**, 863, 1931.
35) C. C. van Voorhis und K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1596, 1931.
36) M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. (A) **132**, 631, 1931.
37) H. Kallmann und B. Rosen, Naturwiss. **18**, 867, 1930.
38) W. J. Jackson, Phys. Rev. **30**, 473, 1927.
39) W. Uyterhoven und M. C. Harrington, Phys. Rev. **36**, 709, 1930.
40) D. D. Taylor, Phys. Rev. **47**, 666, 1935.
41) M. S. Livingston, Rev. Sci. Inst. **7**, 55, 1936 (dort Literatur).
42) H. R. Crane, C. C. Lauritsen und A. Soltan, Phys. Rev. **45**, 507, 1934.
43) J. C. Mouzon und N. H. Smith, Phys. Rev. **48**, 420, 1935.
44) A. J. Dempster, Phys. Rev. **18**, 415, 1921.
45) E. S. Lamar und O. Luhr, Phys. Rev. **46**, 87, 1934.
46) M. A. Tuve, O. Dahl und L. R. Hafstad, Phys. Rev. **48**, 315, 1935.
47) R. D. Fowler und G. E. Gibson, Phys. Rev. **46**, 1075, 1934.
48) M. A. Tuve, O. Dahl und L. R. Hafstad, Phys. Rev. **48**, 241, 1935.
49) E. S. Lamar, E. W. Samson und K. T. Compton, Phys. Rev. **48**, 886, 1935.
50) D. H. Sloan und E. O. Lawrence, Phys. Rev. **38**, 2021, 1931.
51) M. A. Tuve, L. R. Hafstad und O. Dahl, Phys. Rev. **48**, 315, 1935.
52) A. J. Dempster, Rev. Sci. Inst. **7**, 46, 1936.
53) C. H. Kunsmann, Phys. Rev. **27**, 249, 1926.
54) H. A. Barton, G. P. Harnwell und C. H. Kunsmann, Phys. Rev. **27**, 839, 1926.
55) O. Beeck, Ann. d. Phys. (5) **6**, 1001, 1930.
56) M. Nordmeyer, Ann. d. Phys. (6) **16**, 696, 1933.
57) M. Nordmeyer, Ann. d. Phys. (6) **16**, 706, 1933.
58) J. Koch, Zeitschr. f. Phys. **100**, 669, 1936.
59) A. K. Brewer, Phys. Rev. **48**, 640, 1935.
60) H. Mentrup, Physik. Zeitschr. **36**, 335, 1935.
61) J. P. Blewett und E. J. Jones, Phys. Rev. **50**, 464, 1936.

62) E. J. Jones, Phys. Rev. **44**, 707, 1933.
63) M. B. Sampson und W. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 456, 1936.
64) C. Ramsauer und O. Beeck, Ann. d. Phys. (4) **87**, 1, 1928.
65) K. T. Bainbridge, Journ. Franklin Inst. **212**, 317, 1931.
66) B. L. Brata, Proc. Roy. Soc. (A) **141**, 454, 1933.
67) C. F. Powell und B. L. Brata, Proc. Roy. Soc. (A) **141**, 463, 1933.
68) H. Bondy und V. Vanicek, Zeitschr. f. Phys. **101**, 186, 1936.
69) H. Bondy und K. Popper, Ann. d. Phys. (5) **17**, 425, 1933.
70) H. Murawkin, Ann. d. Phys. (5) **8**, 203, 1931.
71) H. Murawkin, Ann. d. Phys. (5) **8**, 353, 1931.
72) H. Murawkin, Ann. d. Phys. (5) **8**, 385, 1931.
73) P. B. Moon und M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. (A) **137**, 463, 1932.
74) P. Keck und B. Loeb, Rev. Sci. Inst. **4**, 486, 1933.
75) R. Frerichs, Ann. d. Phys. (5) **19**, 1, 1934.
76) R. Frerichs und H. Bomke, Physik. Zeitschrift **35**, 417, 1934.
77) H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 417, 1936.
78) M. L. E. Oliphant und Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **141**, 259, 1933.
79) H. Seemann und P. Orban, Ann. d. Phys. (5) **23**, 137, 1935.
80) H. Lukanow und W. Schütze, Zeitschr. f. Phys. **82**, 610, 1933.
81) R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **35**, 313, 1934.
82) J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 427, 1936.
82a) K. T. Bainbridge und F. Jordan, Phys. Rev. **50**, 282, 1936.
83) F. Hoffmann, Ann. d. Phys. (4) **77**, 302, 1925.
84) W. Wien, Ann. d. Phys. (4) **77**, 313, 1925.
85) C. Gerthsen, Ann. d. Phys. (4) **85**, 881, 1928.
86) J. D. Cockroft und E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. (A) **129**, 477, 1930.
87) J. D. Cockroft und E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 619, 1932.
88) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **33**, 777, 1932.
89) M. A. Tuve, L. R. Hafstad und O. Dahl, Naturwiss. **24**, 625, 1936.
90) A. Brasch, Naturwiss. **21**, 82, 1933.
91) A. Brasch und F. Lange, Zeitschr. f. Phys. **13**, 460, 1932.
92) A. Brasch und F. Lange, Zeitschr. f. Phys. **70**, 10, 1931.
93) E. O. Lawrence und D. H. Sloan, Proc. Nat. Ac. Sci. **17**, 64, 1931.
93a) R. Wideroë, Arch. f. Elektrotechnik **21**, 387, 1929.
94) D. H. Sloan und W. M. Coates, Phys. Rev. **46**, 539, 1934.
95) D. H. Sloan, Phys. Rev. **47**, 62, 1934.
96) M. S. Livingston, Rev. Sci. Inst. **7**, 55, 1935.
97) R. J. Moon und W. D. Harkins, Phys. Rev. **49**, 273, 1936.
98) C. Gerthsen, Naturwiss. **20**, 743, 1932.
99) C. Gerthsen und W. Reuße, Physik. Zeitschrift **34**, 478, 1933.
100) A. J. Dempster, Phys. Rev. **42**, 901, 1932.
101) J. Thibaud, C. R. **194**, 360 1932.
101a) J. Thibaud, Journ. d. Phys. et le Radium (7) **3**, 128 S., 1935.
102) W. Beams und L. B. Snoddy, Phys. Rev. **44**, 784, 1933.
103) J. Koch und W. Walcher, Zeitschr. f. Phys. **97**, 131, 1935.
104) F. W. Aston, Mass Spectra and Isotopes, London 1933.
105) J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **33**, 899, 1932.
106) J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **35**, 567, 1934.
107) W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh und S. S. West, Phys. Rev. **45**, 724, 1934.

Berlin, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 24. Dezember 1936.)

ZUSCHRIFTEN.

Die ideale Adsorptionsisotherme.

Von F. Durau, H. Krächter und K. Koopmann.

Auf Grund der Langmuirschen Gleichung

$$x = \frac{a \cdot b \cdot p}{1 + a \cdot p}$$

ist von einem genügend großen Druck an infolge Ausbildung einer monomolekularen Schicht ein zur Druckachse paralleler Verlauf der Adsorptionsisothermen zu erwarten, der jedoch bei der Adsorption von Gasen und Dämpfen an festen Körpern durch das Experiment nicht nachgewiesen worden ist. Ebenso wie Langmuir, der seine Messungen an Glas und Glimmer nicht bis zu genügend großen Drucken durchgeführt hat, haben andere Autoren aus den an porösen Adsorbentien gewonnenen Isothermen derartige Sättigungswerte durch Extrapolation erhalten. In einer Reihe von Abhandlungen ist auf Grund von Versuchen nachgewiesen worden, daß Adsorptionsmessungen an in physikalischer und chemischer Hinsicht definierten Adsorbentien mit reiner Oberflächenbeschaffenheit vorzunehmen sind und weiter, um die Frage nach dem Verlauf der Isothermen einer Entscheidung entgegenzuführen, die volumenometrische Adsorptionsmethode als Differenzmethode unter Verzicht auf die Anwendung eines Gasgesetzes ausgebaut und Verfahren zur Herstellung von Adsorbentien aus kompakten Salzen und Metallen unter N_2 beschrieben worden. Bei porösen Adsorbentien wie Kohle, bei denen die Forderung der einwandfreien Oberflächenbeschaffenheit nicht erfüllt ist, haben eine Reihe von Faktoren Einfluß auf den Verlauf der Isothermen, wobei es offen ist, in welcher Weise jeder einzelne Faktor zur Geltung kommt.

Die zahlreichen Adsorptionsisothermen an dem Adsorbens Bleichlorid, das in Form von Kugeln und Pulvern verwandt und dessen Oberfläche nach der radioaktiven Methode von Paneth und Vorwerk bestimmt wurde, konnten in ein System eingeordnet werden, aus dem die ideale Adsorptionsisotherme erschlossen wurde. Diese geht vom Nullpunkt geradlinig aus, nimmt von einem bestimmten

Druck einen gegen die Druckachse konvexen Verlauf an und steigt bei Annäherung an den Sättigungsdruck immer steiler an. Eine mehr oder weniger starke Veränderung des Verlaufs der idealen Adsorptionsisotherme, die man an einer gleichmäßigen Oberfläche gewinnen würde, wird durch Gitterstörungen, deren Einfluß von zahlreichen Autoren betont wird und die gegenüber der gleichmäßigen Oberfläche ein höheres Adsorptionspotential besitzen, hervorgerufen. Die an Bleichlorid gemessenen Adsorptionsisothermen verlaufen bei geringen Drucken geradlinig (dieses als erster geradliniger Teil bezeichnetes Stück der Isothermen wird durch Adsorption an den Gitterstörungen und in einem mehr oder minder großen Betrage an der gleichmäßigen Oberfläche bedingt), nehmen dann einen gegen die Druckachse konkaven Verlauf an, gehen dann wieder in einen geradlinigen Teil über (dieser zweite geradlinige Teil kommt durch die Adsorption an der gleichmäßigen Oberfläche zustande und ermöglicht die Konstruktion der idealen Adsorptionsisotherme) und nehmen ebenso wie die ideale Adsorptionsisotherme bei einem bestimmten Druck einen gegen die Druckachse konvexen und mit Annäherung an den Sättigungsdruck immer steiler werdenden Verlauf an. Der Nachweis, daß die Schlußfolgerung bezüglich des Verlaufs der idealen Adsorptionsisotherme richtig ist, wird durch den Vergleich der Isothermen an den aus Bleichlorid gewonnenen Kugeln und Pulvern erbracht. Während die an Pulvern gewonnenen Adsorptionsisothermen im Einklang mit der Herstellungsart der Pulver, die eine Oberfläche mit zahlreichen Gitterstörungen liefert, einen von der idealen Adsorptionsisotherme stark abweichenden Verlauf zeigen — bei C_6H_{14} kommt der erste lineare Teil praktisch vollständig durch die Adsorption an den Gitterstörungen zustande, wogegen die Adsorption an der gleichmäßigen Oberfläche zu vernachlässigen ist —, ist die Zahl der Gitterstörungen bei den Bleichloridkugeln gleichfalls im Einklang mit ihrer Herstellungsweise so gering, daß nach noch nicht veröffentlichten Messungen von Tschoepe der zweite lineare Teil innerhalb der Versuchsfehler durch den Nullpunkt geht. Das Vorhandensein der Gitterstörungen auch bei den Bleichloridkugeln ist daraus ersichtlich, daß der erste und zweite geradlinige Teil verschiedene Neigungen besitzen. Die Krümmung des dazwischen liegenden Isothermenstückes tritt infolge der geringen Zahl der Gitterstörungen bei einer graphischen Darstellung der vollständigen Isotherme nicht merkbar in Erscheinung. Noch mehr an Überzeugungskraft gewinnen die Ausführungen durch die Tatsache, daß die Verlängerungen der zweiten linearen Teile der in dem Temperaturbereich 10°—30° aufgenommenen C_6H_{14}-Adsorptionsisothermen an Bleichloridpulvern sich in einem die Zahl der Gitterstörungen charakterisierenden Punkte auf der Ordinatenachse schneiden. Die adsorbierten Mengen, die aus den Isothermen beim Einsetzen der gegen die Druckachse konvexen Krümmung bei Annäherung an den Sättigungsdruck entnommen werden, reichen bei sämtlichen untersuchten Adsorptiven im Einklang mit der Langmuirschen Ansicht zur Ausbildung einer monomolekularen Schicht nicht aus.

Die Wiedergabe der dieser Notiz zugrunde liegenden zahlreichen und in einem weiten Temperaturgebiet aufgenommenen Isothermen, die Diskussion des Isothermensystems, in das auch die an porösen Stoffen wie Kohle aufgenommenen Isothermen eingeordnet werden, die Erklärung für das Zustandekommen des steilen Anstiegs der Isothermen bei Annäherung an den Sättigungsdruck, der Einfluß der kritischen Temperatur der Adsorptive auf den Verlauf der Isothermen, die Frage nach der Dicke der Adsorptionsschicht, die Besprechung einer Reihe weiterer Gesetzmäßigkeiten und eine Stellungnahme zu den von anderer Seite aufgestellten Vorstellungen, vor allem zu den Ausführungen in den die Adsorption behandelnden Monographien von Blüh und Stark, Hückel, Dohse und Mark usw., soweit ihnen die von Langmuir in den Vordergrund gebrachte, jedoch durch das Experiment nicht gesicherte Vorstellung von der Ausbildung einer Sättigung zugrunde liegt, werden an anderer Stelle erfolgen. Für die Bewilligung von Mitteln möchten wir der Helmholtz-Gesellschaft danken.

Münster i. W., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. Februar 1937.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

E. Bretscher, Kernphyik. Vorträge gehalten am Physikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich im Sommer 1936 von P. Auger, G. Bernardini, W. Bothe, J. Clay, J. D. Cockcroft, J. R. Dunning, R. Fleischmann, S. Franchetti, H. Geiger, H. v. Halban jr., L. Meitner, M. L. E. Oliphant, P. Preiswerk, E. J. Williams. 8°. IV u. 141 S. Mit 48 Abb. Berlin 1936. Julius Springer, Brosch. RM 12.—.

Die Vorträge einer im Juli 1936 abgehaltenen Tagung in Zürich sind hier im Druck vereinigt. Nach einer einleitenden Übersicht des Herausgebers gliedern sie sich nach drei Themen: Kernphysik, Experiment und Photonentheorie des Comptoneffektes, Kosmische Strahlung. Die erste Gruppe beschäftigt sich hauptsächlich mit den seit Fermis grundlegenden Untersuchungen so wichtig gewordenen Umwandlungen durch Neutronen; dazu kommen Berichte aus dem Cavendish-Laboratorium über Umwandlungen leichter Kerne mit neuen Werten der Massen dieser Kerne. Die zweite Gruppe umfaßt Wiederholungen des Experiments von Shankland, das der Theorie des Comptoneffekts einen gefährlichen Stoß zu versetzen schien; erfreulicherweise konnten Shanklands Ergebnisse nicht bestätigt werden. Die dritte Gruppe berichtet vor allem von den Versuchen, die komplexen Erscheinungen der Höhenstrahlung durch geeignete Meßanordnungen und ihre Diskussion in ein einfaches Schema zu bringen. — Es ist bei der Vielzahl

der Beiträge nicht möglich, ein ins einzelne gehendes Referat zu geben; man kann nur raten, das Buch in die Hand zu nehmen und sich so von der Fülle der in den letzten Jahren erzielten Fortschritte zu überzeugen. Die Namen der Vortragenden bürgen für die Qualität des Inhalts; ihre Nebeneinanderstellung gibt ein schönes Beispiel für die Zusammenarbeit verschiedener Forschungsrichtungen, auf der die moderne Physik beruht.

C. F. v. Weizsäcker.

P. Debye, U. Dehlinger, W. Friedrich, W. Kolhörster, H. Pfleiderer, W. Ramm. H. Schreiber, H. Wintz, Die Welt der Strahlen. Herausgegeben von H. Woltereck. 292 S. Leipzig 1937. Verlag Quelle & Meyer. RM 15.—.

Die Welt der Strahlen stellt heute einen fest umrissenen Begriff dar. Schon 1930 erschien ein Sonderheft der Süddeutschen Monatshefte mit dem gleichen Titel, ebenfalls taucht in den wissenschaftlichen Arbeiten dieser Begriff auf. Auch der Herausgeber H. Woltereck kündet uns ein Sammelwerk an, das einen Überblick über das gesamte Bereich der heutigen Strahlungsforschung und ihre Ergebnisse enthalten soll.

Damit ist der Zweck und der Aufbau des Werkes aufgezeichnet. Es wendet sich in erster Linie an den Nichtfachmann. Der Physiker findet vor allen Dingen seine Arbeitsgebiete in ihrer praktischen Auswertung auf Grenz- und medizinischen Gebieten dargestellt. Er kann sich also gut über den Stand anderer mit seinen Methoden arbeitenden Wissensgebiete orientieren. P. Debye schildert (gemeinsam mit Ramm) in eleganter, anschaulicher Weise die allgemeinen physikalischen Grundlagen der Strahlungen und weist besonders auf die Verschmelzung von Wellen und Teilchenstrahlung hin. Die folgenden 5 Abschnitte führen uns in die verschiedensten praktischen Arbeitsgebiete der Strahlungsforschung ein. H. Wintz gibt einen Überblick über einige Teilgebiete der medizinischen Strahlenkunde. Außer der Röntgendiagnostik und Therapie gibt Wintz einen guten Überblick über das Gebiet der Strahlenschädigung und des Strahlenschutzes. Die Ultraschallwellen und die Kurzwellentherapie sind in zwei weiteren Abschnitten erschöpfend behandelt. H. Pfleiderer schildert uns die gesamte Bioklimatik. Die durch die indirekte Ultravioletts trahlung (Erythem) hervorgerufenen Prozesse sind folgende: Der Gas- und Eiweißstoffwechsel sind erhöht. Der Lipoidstoffwechsel zeigt eine Erhöhung des Cholesterin im Blut, der Purinstoffwechsel zeigte eine Vermehrung der Harnsäureausscheidung, Glykogenspeicherung und die Säureabscheidung des Magens, selbst die motorische Tätigkeit nimmt zu, die Folge davon ist ein erhöhter Appetit. Pfleiderer hat sich auch noch besonders mit den mystischen und den sog. Erdstrahlen beschäftigt. Auf das noch umstrittene Gebiet der Organismenstrahlung führen uns Schreiber und W. Friedrich. Die von dem Russen Gurwitsch entdeckte mitogenetische Strahlung und die damit in Zusammenhang stehenden Arbeiten werden kritisch betrachtet. Die Erkenntnisse der Höhenstrahlung werden in exakt physikalischer Weise von Kolhörster abgehandelt. Die Erkenntnisse über die Strahlungen bei Sternenzerfall werden mitgeteilt. Auch ist dieser Abschnitt dazu angetan, die allgemeine Begriffsverwirrung über den Zusammenhang zwischen Strahlen und Krebsentstehung zu klären. Im letzten Abschnitt schildert uns Dehlinger die technische Anwendung der Strahlen. Wir sehen das große technische Anwendungsgebiet der Strahlen und den engen Zusammenhang zwischen Technik und Strahlenforschung.

Wir finden in diesen 285 Seiten ein umfassendes Gebiet gut dargestellt, aber der Fachmann legt dieses Buch nicht ganz befriedigt aus der Hand. Der Herausgeber hat nicht das gehalten, was er in seiner Einleitung uns versprochen hat. Das ungeheure Gebiet der Radiumforschung besonders in medizinischer Hinsicht, die Fragen der therapeutischen Wirksamkeit radioaktiver Substanzen, ja die Bedeutung radioaktiver Substanzen und ihrer Strahlungen für die Krebsbehandlung, die Einflüsse der radioaktiven Bäder auf das biologische Geschehen, das alles und noch viel mehr, vermissen wir sehr schmerzlich. Denn dieses Gebiet ist das größte und umfangreichste Gebiet überhaupt der medizinischen Strahlungsforschung, und unsere Wissenschaft hat an diesem Gebiet einen großen Anteil. Rein technisch vermissen wir außer Literaturangaben auch noch eine praktische Auswertung der vielen Strahlungserscheinungen in einer Zusammenfassung, vielleicht Tabellen, denn es erleichtert die Orientierung.

Karl-Heinz Wagner.

W. Keller, Über die virtuelle innere Reibung in den untersten Schichten der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Stabilität der Luftmasse und der Rauhigkeit der Unterlage. 48 S. Mit 21 Fig. und 5 Tabellen. Würzburg 1936. Konrad Triltsch.

In dieser auch für den Physiker interessanten Arbeit wird an Hand von Pilotballonbeobachtungen die Abhängigkeit der virtuellen Reibung von der Stabilität der Luftmasse — einer charakteristischen Eigenschaft jeder Luftmasse — sowie von der Bodenrauhigkeit als vorhanden nachgewiesen. Verwendet wird ein graphisches Verfahren nach H. Solberg, dem die Gleichung

$$\eta = \frac{R_n \cdot \nu}{\left(\frac{ds}{dz}\right)^2}$$

zugrunde liegt. Es gelingt auf diese Weise, η aus einem einzigen Aufstieg zu berechnen. Der Nachweis der Abhängigkeit des η von der Rauhigkeit des Bodens wird geführt, indem Aufstiege von Land- und Küstenstationen gegenübergestellt werden. Das Vorhandensein eines Maximums von η in einer bestimmten Höhe über dem Boden muß nach dieser Untersuchung bestritten werden. Den Physiker dürfte besonders der Teil I interessieren, wo die Wege zur Bestimmung von η einer Kritik unterworfen werden.

Fritz Müller.

J. Krönert, Meßbrücken und Kompensatoren. Bd. I: Theoretische Grundlagen. München und Berlin 1935. R. Oldenbourg. Geb. RM 13.80.

Der Ansicht des Verfassers, daß Brücken-, „Meßschaltungen heute zum unentbehrlichen Rüstzeug

eines jeden Meßtechnikers gehören", kann kein Einwurf entgegengebracht werden, und es muß als mehr als verdienstvoll bezeichnet werden, daß mit der Arbeit endlich ein deutsches Sammelwerk über Brücken erschienen ist.

In mühevoller Kleinarbeit hat der Verfasser wohl alles zusammengetragen, was über Brücken in der Literatur zu finden war, wobei das Wort Brücke ganz allgemein auf alle Dinge Anwendung finden soll, die zum Verständnis, zum Betrieb und zur generellen Anwendung derartiger Schaltungen notwendig sind.

Da das Buch nicht nur in die Hände von Elektroingenieuren gelegt werden soll, macht sich eine sachliche (elektrotechnisch spezialisierte) Einleitung nötig, die gelegentlich — vor allem im Anfang — außerordentlich auf Einzelheiten eingeht und den Leser an die technische Betrachtungsweise von Wechselstromgrößen, an Vierpoltheorie, Zeigerdiagramme und Ortskurven gewöhnen soll.

Weitere Abschnitte, die man nicht unbedingt in einem solchen Werk gesucht hätte, aber doch erfreut ist, zu finden, handeln von Gleich- und Wechselstromindikatoren, Gleich- und Wechselstromquellen, Normalien für Gleich- und Wechselstrombrücken.

Ein Viertel des Gesamtumfangs ist dann auf Gleichstrombrücken und -kompensatoren verwendet (Null- und Ausschlagsmethoden, Regelbrücken, Brücke als Rechenoperator), während weitere 40 Proz. den Wechselstrombrücken und -kompensatoren vorbehalten sind, und worin man so ungefähr alle Probleme der Wechselstrombrückenmessung finden kann.

Ein umfangreiches Literaturverzeichnis steht am Schluß des Werkes, dem ein zweiter Band, der sich mit praktischen Ausführungsformen und Problemen beschäftigen wird, folgen soll.

R. Goldammer.

E. Lehr, Spannungsverteilung in Konstruktionselementen. Auswertung der bisherigen Forschungsergebnisse für die praktische Anwendung. DIN A 4. IV und 64 S. Mit 179 Abb. im Text und auf 9 Tafeln. Berlin 1934. VDI-Verlag. RM 7.50, (VDI-Mitglieder RM 6.75.)

Das vorliegende, kritisch zusammenfassende und systematisch ordnende Werk ist im Auftrag des Vereins Deutscher Ingenieure entstanden und für die Zwecke der Praxis bestimmt. Jedoch bietet insbesondere sein erster Teil auch für den Physiker viel Interessantes. Er enthält eine Darstellung der modernen Versuchsverfahren zur Ermittlung der Spannungsverteilung. Neben den Geräten zur Dehnungsmessung, den Dehnungsmessungen an Gummimodellen, den elektro- und hydrodynamischen Modellverfahren für Drehbeanspruchung und manchem anderen sind es vor allem die spannungsoptischen Untersuchungen mit polarisiertem Licht, die als typisch physikalische Methode es verdienten, in den Lehrbüchern der Experimentalphysik und praktischen Physik entsprechend gewürdigt zu werden. Bei dem fast täglich sich steigernden Eindringen des Physikers — auch des an der Universität ausgebildeten — in die technische Praxis ist es notwendig, ihn bereits auf der Hochschule mehr wie bisher mit den technisch wichtigen Methoden vertraut zu machen. Von diesem Gesichtspunkt aus kann die Lektüre der vorliegenden Schrift auch dem Physiker bestens empfohlen werden.

Der zweite Teil enthält als Frucht mühsamster Arbeit eine Zusammenstellung und Auswertung der bisherigen Forschungsergebnisse über die Spannungsverteilung in Maschinenteilen und zeigt die praktischen Ergebnisse auf, die mit den im ersten Teil geschilderten physikalischen Methoden bisher gewonnen wurden. L. Schiller.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Köln der Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität München Dr. Karl Meinel für organische Chemie.

Ernannt: Der Dozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. habil. Günther Schiemann zum Chemiker bei der Chemischen Fabrik Dr. A. Reichold in Köln-Rodenkirchen, der Dekan der Chemischen und Physikalischen Fakultät am Pennsylvania State College in Philadelphia Dr. Frank C. Whitmore zum Präsidenten der American Chemical Society.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Elektromaschinenbau an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Emil Veesenmeyer, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Otto Ruff.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mineralogie an der Universität Bonn Geheimer Regierungsrat Dr. Reinhard Brauns, der frühere Professor der Chemie an der Universität von Chikago Dr. Julius Stieglitz.

Dezimal-Klassifikation für die Naturwissenschaften. Die bekannte internationale Dezimal-Klassifikation („DK") wird in neuerer Zeit auch in Deutschland immer mehr als Ordnungsmittel für Schrifttum aller Art angewandt. Die Schwierigkeit lag bisher darin, daß die Unterlagen ausführlich nur in englischer und französischer Sprache vorlagen. Seit einigen Jahren ist jedoch die Bearbeitung der deutschen Übersetzung in Angriff genommen worden, deutsche Fachleute aller Wissensgebiete arbeiten dabei rege mit[1]). Viele Verbesserungen und Erweiterungen der DK sind auf deutsche Mitarbeit zurückzuführen, wie überhaupt für die Hälfte der gesamten Dezimalklassifikation deutsche Unterlagen, z. B. die Klasseneinteilung des Reichspatentamtes, zugrunde gelegt worden sind. Die jetzt erscheinenden deutschen Ausgaben sind dem neuesten Stand der Wissenschaft angepaßt, sie können also unmittelbar für Ordnungszwecke aller Art benutzt werden.

Nunmehr liegt auch die Einteilung der Abteilung 5 vor: Mathematik, alle Naturwissenschaften, Astronomie, Geodäsie, Physik, Chemie, Mineralogie, Geologie, Meteorologie, Paläontologie, Biologie, Botanik, Zoologie[1]). Dadurch wird auch auf diesen umfangreichen Gebieten die Anwendung dieser zweckmäßigen Klassifikation sehr erleichtert.

1) Auskünfte erteilt der Deutsche Normenausschuß EV, Berlin NW 7, Dorotheenstraße 40.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.